



Open-Minded

Effekte thermischen Kriechens in granularer Materie

Von der Fakultät für Physik der Universität Duisburg-Essen
genehmigte Dissertation von

Dipl.-Phys. Marc Köster

zur Erlangung des akademischen Grades

Dr. rer. nat.

- 1. Gutachter: Prof. Dr. Gerhard Wurm
 - 2. Gutachter: apl.-Prof. Dr. Hubert Klahr
- Disputation: 11. April 2018

1 Kurzfassung

Frühere Experimente zeigen auf, dass durch Sonneneinstrahlung induziertes thermisches Kriechen wirksam Gas durch den Marsboden transportieren kann. Der Marsboden kann deswegen als granulare Pumpe betrachtet werden. Signifikante Druckdifferenzen durch den Knudsen-Kompressor und Gasströme können durch die Kombination aus niedrigem Umgebungsdruck und granularem Material entstehen. Zur Quantifizierung dieser Pumpe wird in einem Laborexperiment eine Stauboberfläche bei niedrigem Umgebungsdruck beleuchtet. Als Staubproben werden Quarz, Basalt und JSC-Mars 1A mit unterschiedlichen Korngrößenverteilungen verwendet. Zur Analyse werden der experimentelle Umgebungsdruck und die Beleuchtungsintensität variiert.

In den Untersuchungen werden eindeutig Gasflüsse und Druckdifferenzen in den Staubproben gemessen. Es kann demonstriert werden, dass granulare Pumpen wie der Marsboden analytisch mit einem Modell, in dem die mittlere Korngröße und die Temperaturverteilung des Materials enthalten sind, beschrieben werden können.

Des Weiteren werden im Kontext der durch Staubeufel ausgelösten Staubbewegungen auf der Marsoberfläche in einem Experiment Druckdifferenzen über eine granulare Basaltprobe eingestellt. Die Ergebnisse demonstrieren, dass bei bestimmten Druckdifferenzen Partikeleruptionen auf der Oberfläche der Probe zu beobachten sind. Gemessene Grenzwerte sind vor allem von der Tiefe und Permeabilität des Staubbetts abhängig. Die Messungen dieser Studie unterstützen die Idee der Staubmitführung durch Staubeufel aufgrund des Δp -Effekts.

Als technische Anwendung kann der Effekt des thermischen Kriechens dazu benutzt werden, ein Ensemble aus mm-großen porösen Quarzaggregaten über einer Heizplatte zu levitieren und Stoßprozesse zu beobachten. Mit dem dazu durchgeführten Experiment kann die Frühphase der Planetenentstehung, in der kleine Körper mit einer Geschwindigkeit von mm bis cm pro Sekunde in einer protopla-

netaren Scheibe kollidieren, untersucht werden.

Die Ergebnisse des Experiments zeigen, dass trotz beobachteter haftender Kollisionen kein stabiles Wachstum zu größeren Körpern in einem simulierten Zeitraum von über 10^6 Jahren beobachtet werden kann. Mit den gewählten experimentellen Parametern kann die *Bouncing Barrier*, die eine zentrale Wachstumshürde der Planetenentstehung darstellt, bestätigt werden.

Abstract

Previous experiments show that thermal creep, induced by solar irradiation, can efficiently transport gas through the Martian soil. The ground can therefore be regarded as a granular pump. Significant pressure differences, caused by the Knudsen compressor and gas flows, can result from the combination of low ambient pressure and granular material. To quantify this pump, a dust bed is illuminated in a laboratory experiment at a low ambient pressure. Quartz, basalt and JSC-Mars 1A with different grain size distributions are used as dust samples. The experimental ambient pressure and the illumination intensity are varied for analysis.

Gas flows and pressure differences are clearly measured for the dust samples. It can be demonstrated that granular pumps such as the Martian soil can be described analytically with a model in which the mean grain size and the temperature distribution of the material are contained.

Furthermore, in context of induced dust movements by dust devils on the Martian surface, pressure differences are set through a granular basalt sample. The results demonstrate that, at certain pressure differences, particle eruptions can be observed on the surface of the sample. Measured threshold values depend on the depth and permeability of the dust bed. The measurements of this study support the idea of dust entrainment due to the Δp -effect.

As a technical application, the effect of thermal creep can be used to levitate an ensemble of mm-sized porous quartz aggregates over a hot surface and to observe impact processes. With the corresponding experiment the early phase of planet formation, in which small bodies collide at a speed of mm to cm per second, can be investigated.

The results of the experiment show that, despite of detected sticking collisions,

no stable growth to larger bodies can be observed in a simulated period of more than 10^6 years. With the selected experimental parameters, the *bouncing barrier*, being an essential growth barrier of planetary evolution, can be confirmed.

2 Veröffentlichungen

Artikel (peer reviewed)

- T. Kelling, G. Wurm, and M. Koester. *Experimental study on bouncing barriers in protoplanetary disks*. **The Astrophysical Journal**, 783, 2014.
- C. de Beule, G. Wurm, T. Kelling, M. Koester, and M. Kocifaj. *An isolation activated dust layer on Mars*. **Icarus**, 260, 23-28, 2015.
- M. Kruss, T. Demirci, M. Koester, and G. Wurm. *Failed Growth at the Bouncing Barrier in Planetesimal Formation*. **The Astrophysical Journal**, 827, 2016.
- T. Steinpilz, J. Teiser, M. Koester, M. Schywek, and G. Wurm. *Tracing Thermal Creep Through Granular Media*. **Microgravity Science and Technology**, 29, 325-330, 2017.
- M. Koester, T. Kelling, J. Teiser, G. Wurm. *Gas flow within Martian soil: experiments on granular Knudsen compressors*. **Astrophysics and Space Science**, 362, 2017.
- M. Koester, and G. Wurm. *Lifting particles in martian dust devils by pressure excursions*. **Planetary and Space Science**, 154, 9-13, 2017.

Konferenzbeiträge

- T. Kelling, M. Koester, and G. Wurm. Protostars and Planets VI, Heidelberg, 15-20.07.2013, *The Bouncing Barrier in Protoplanetary Discs: Experimental Studies*, Poster

- M. Koester, T. Kelling, and G. Wurm. Planet Formation and Evolution Workshop, Kiel, 8-10.09.2014, *Driving (pre)-planetary Bodies by Knudsen Engine Studies*, Poster
- M. Koester, T. Kelling, and G. Wurm. Granular Matter in Low Gravity, Erlangen, 25-27.03.2015, *Experimental Study On Bouncing Barriers In Protoplanetary Disks For Levitated Samples*, Poster
- T. Kelling, M. Koester, C. de Beule, and G. Wurm. Granular Matter in Low Gravity, Erlangen, 25-27.03.2015, *Granular Matter as an Active Gas Pump*, Poster
- C. de Beule, G. Wurm, T. Kelling, M. Koester, and M. Kocifaj. Granular Matter in Low Gravity, Erlangen, 25-27.03.2015, *Gas flow through insolated granular matter in low gravity and the Blowfish effect*, Talk
- M. Koester, M. Schywek, L. Boden, B. Eliasson, S. Eliasson, M. Kuepper, R. Mumme, and R. Muennich. 22nd ESA PAC Symposium, Tromsø, 7-12.06.2015, *Light-induced Compression of Dust Clouds*, Talk
- M. Schywek, L. Boden, B. Eliasson, S. Eliasson, M. Koester, M. Kuepper, R. Mumme, and R. Muennich. 22nd ESA PAC Symposium, Tromsø, 7-12.06.2015, *Light-induced compression of dust clouds*, Poster
- J. Teiser, M. Schywek, M. Koester, C. de Beule, G. Wurm. 47th Annual Meeting of DPS (Division for Planetary Sciences), Washington DC, 8-13.11.2015, *Subsurface Gas Flow in Porous Bodies*, Poster
- M. Koester, T. Kelling, J. Teiser, and G. Wurm. Planet Formation and Evolution Workshop, Duisburg, 7-9.03.2016, *Thermal creep in granular matter and its implication on planetary and preplanetary surfaces*, Poster

Inhaltsverzeichnis

1	Kurzfassung	3
2	Veröffentlichungen	7
3	Motivation	11
3.1	Astrophysikalischer Hintergrund	13
3.2	Mars	18
3.2.1	Staubteufel	24
4	Theorie	27
4.1	Thermisch induzierter Gasfluss	27
4.1.1	Der Knudsen-Kompressor	32
4.1.2	Gasgeschwindigkeit	32
4.2	Modell des thermisch induzierten Gasflusses in einem granularen Körper	33
4.2.1	Der granulare Körper	34
4.2.2	Der granulare Knudsen-Kompressor	35
4.2.3	Massenfluss durch einen granularen Körper	37
4.3	Aggregatlevitation mit dem granularen Knudsen-Kompressor	40
5	Die Experimente	45
5.1	Die Staubproben	45
5.2	Der granulare Knudsen-Kompressor	48
5.2.1	Experimenteller Aufbau	48
5.2.2	Experimentelle Prozedur	49
5.2.3	Ergebnisse	52

5.3	Druckinduzierte Eruption von Stauboberflächen	68
5.3.1	Experimenteller Aufbau	68
5.3.2	Experimentelle Prozedur	69
5.3.3	Ergebnisse	71
5.4	Staubaggregatlevitation mit dem Knudsen-Kompressor	79
5.4.1	Experimenteller Aufbau	79
5.4.2	Experimentelle Prozedur	81
5.4.3	Ergebnisse	83
6	Fazit und Anwendung	101
6.1	Marsoberfläche	101
6.1.1	Δp -Effekt	102
6.2	Protoplanetare Scheibe	104
7	Danksagung	119
8	Selbstständigkeitserklärung	121

3 Motivation

Johannes Kepler gilt durch die Entdeckung der Keplerschen Gesetze Anfang des 17. Jahrhunderts als erster Astrophysiker der Menschheit. Die spätere Bestätigung des kopernikanischen Weltbildes durch Friedrich Wilhelm Bessel, Thomas James Henderson und Friedrich Georg Wilhelm Struve legte den Grundstein der heutigen modernen Astrophysik. Diese Wissenschaftler waren von dem Drang getrieben, ihre Beobachtungen mit fundierten physikalischen Modellen erklären zu können. Sie sind dafür verantwortlich, dass religiöse Weltanschauungen wie das geozentrische Weltbild, größtenteils in das Reich der Phantasie verbannt wurden.

Wie auch andere Teilgebiete der Physik beschäftigt sich die Astrophysik meistens nicht direkt mit der großen Frage nach der Entstehung des Universums. Jede Studie, jedes Modell aber auch jede Beobachtung kann jedoch einen entscheidenden Teil zum großen Ganzen beitragen. Die Studie dieser Arbeit konzentriert sich auf einen sehr kleinen Teil des Universums, nämlich die Planeten.

Die Frage nach der genauen Entstehung der Erde bzw. anderer Planeten beschäftigt die Wissenschaft bis heute. Wieso gerade die Frühphase der Planetenentstehung, in denen mm-Teilchen in einer protoplanetaren Scheibe miteinander kollidieren, ein wissenschaftlich interessantes Gebiet ist, wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit verdeutlicht.

Nicht nur astronomische Entstehungsprozesse sind von großem Interesse. Der Mars als unser nächster Nachbarplanet ist im Fokus aktueller Forschung. Auf seiner sandigen, staubigen Oberfläche sind in regelmäßiger Häufigkeit Staubphänomene wie beispielsweise Staubteufel, Stürme und Dünenbewegungen zu beobachten. Die zugrunde liegenden physikalischen Prozesse hinter diesen Phänomenen können unter bestimmten Voraussetzungen im Labor simuliert und untersucht werden. In dieser Arbeit liegt der Fokus auf der Quantifizierung des Gasflusses, der im Marsboden induziert wird, wenn dieser durch Sonneneinstrahlung aufgeheizt wird. Dieser

kann dazu beitragen, Staubpartikel von der Oberfläche zu lösen wie Experimente gezeigt haben (Wurm und Krauss, 2006; Wurm, 2007; Kelling et al., 2011; Kelling und Wurm, 2011).

Neben dem thermisch induzierten Gasfluss kann auch der Unterdruck im Inneren eines Staubeufels selbst Partikel in einem Sog anheben. Dieses als Δp -Effekt bekannte Phänomen bietet die Motivation, in dieser Arbeit zusätzlich das Verhalten von Druckgradienten in Staubbetten zu analysieren.

3.1 Astrophysikalischer Hintergrund

Ein großes Thema aktueller Forschung ist die Frage nach der Entstehung unseres Sonnensystems. Besonderer Fokus liegt dabei auf der Entstehung der Planeten. Dieser Blickpunkt beschränkt sich nicht nur auf unsere eigenen acht Planeten. Seit 1995 wurden zahlreiche sogenannte Exoplaneten außerhalb des Sonnensystems detektiert (z.B. Melo et al. (2007); Enoch et al. (2011); siehe exoplanet.eu). Die Planetenentstehung steht in unmittelbarer Verbindung zur Sternentstehung. Sterne entstehen durch den gravitativen Kollaps interstellarer Molekülwolken (Ostlie und Carroll, 2007). Molekülwolken bestehen zu 70 % aus molekularem Wasserstoff und zu 30 % aus Helium. Die schweren Elemente werden als interstellarer Staub bezeichnet und machen nur 1 % der Gesamtmasse aus. Der Kollaps findet in einem Zeitraum von $\sim 10^5$ Jahren statt (Tan et al., 2014). Temperatur und Druck im Zentrum der Wolke steigen immer weiter an, wobei sich ein Protostern bildet, der immer mehr Masse akkretiert. Die Masse der Molekülwolke wird nicht vollständig akkretiert, sondern es bildet sich aufgrund der Drehimpulserhaltung eine Akkretionsscheibe (protoplanetare Scheibe) aus Gas und Staub (siehe Abb.3.1).

Abb.3.2 zeigt beispielhaft eine mit dem *Atacama Large Millimeter Array* (ALMA) aufgenommene Scheibe des jungen Sterns Elias 2-27. Größe und Form verschiedener Scheiben können deutlich unterschiedlich sein. Dies ist neben der Größe des jungen Sterns, der durch seine Gravitation und Strahlung auf die Scheibe einwirkt, auch dem Entwicklungsstadium der Scheibe geschuldet. Die typische radiale Ausdehnung einer Scheibe entspricht wenige 100 AU, wobei 1 AU die mittlere Entfernung zwischen Erde und Sonne ist und einer Distanz von 1.496×10^{11} m entspricht. Nach Sako et al. (2005) kann die maximale radiale Ausdehnung 2×10^4 AU betragen. Die Temperatur kann mit der Entfernung zum Stern stark variieren. Nach Dutrey et al. (2014) können im Inneren der Scheibe bei 0.1 AU sehr hohe Temperaturen von bis zu 10^3 K erreicht werden, wohingegen am äußeren Rand die Temperatur bis auf 10 K absinken kann. Der lokale Druck reicht von ~ 1 mbar im Inneren bis zu $\sim 10^{-7}$ mbar in den äußeren Regionen (Wood, 2000). Strahlung und Akkretion limitieren die Lebensdauer der protoplanetaren Scheibe auf maximal 10^7 Jahre (Haisch et al., 2001).

In der protoplanetaren Scheibe können sich Planetensysteme aus dem vorhande-

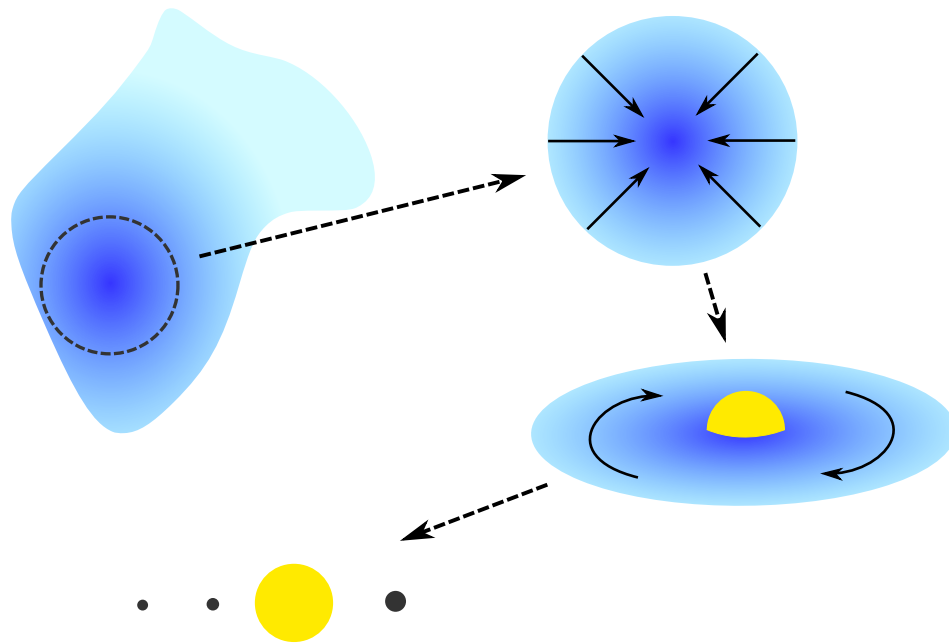


Abbildung 3.1: Schematisierte Sternentstehung. Die Molekülwolke kollabiert zu einem jungen Stern mit protoplanetarer Scheibe. Am Ende der Entwicklung kann ein Planetensystem entstehen.

nen Gas und Staub bilden (Safronov, 1972; Armitage, 2010). Wie in der ursprünglichen Molekülwolke liegt der Massenanteil des Staubes bei 1 % (99 % Gas) (Blum und Wurm, 2008). Dieser besteht z.B. aus μm -Silikat-Partikeln, aber in kälteren Regionen der Scheibe auch aus Eis (H_2O , CO_2 , CO). Das grundlegende Modell zur Planetenentstehung in der protoplanetaren Scheibe ist, dass die Staubpartikel um den Stern rotieren, miteinander kollidieren und haften bleiben. Daraus ergibt sich ein Wachstumsprozess, der immer größere Körper bis zu einer Größe von 100 m bis zu einem Kilometer formt (Armitage, 2010). Diese prä-planetaren Körper werden Planetesimale genannt und besitzen aufgrund ihrer Masse genug Eigengravitation, um selber Masse zu akkretieren und letztendlich die Größe des Mondes oder der Erde zu erreichen. Hierbei treten verschiedene Probleme wie die *Bouncing Barrier* (Zsom et al., 2010) und *Meter-size Barrier* auf (Weidenschilling, 1977) (s.u.). Beides muss jedoch nicht negativ sein, sondern kann das Wachstum größerer Körper auch begünstigen (Windmark et al., 2012). Alternativ können cm bis dm Körper unter bestimmten Annahmen konzentriert werden und durch Eigengravitation oh-

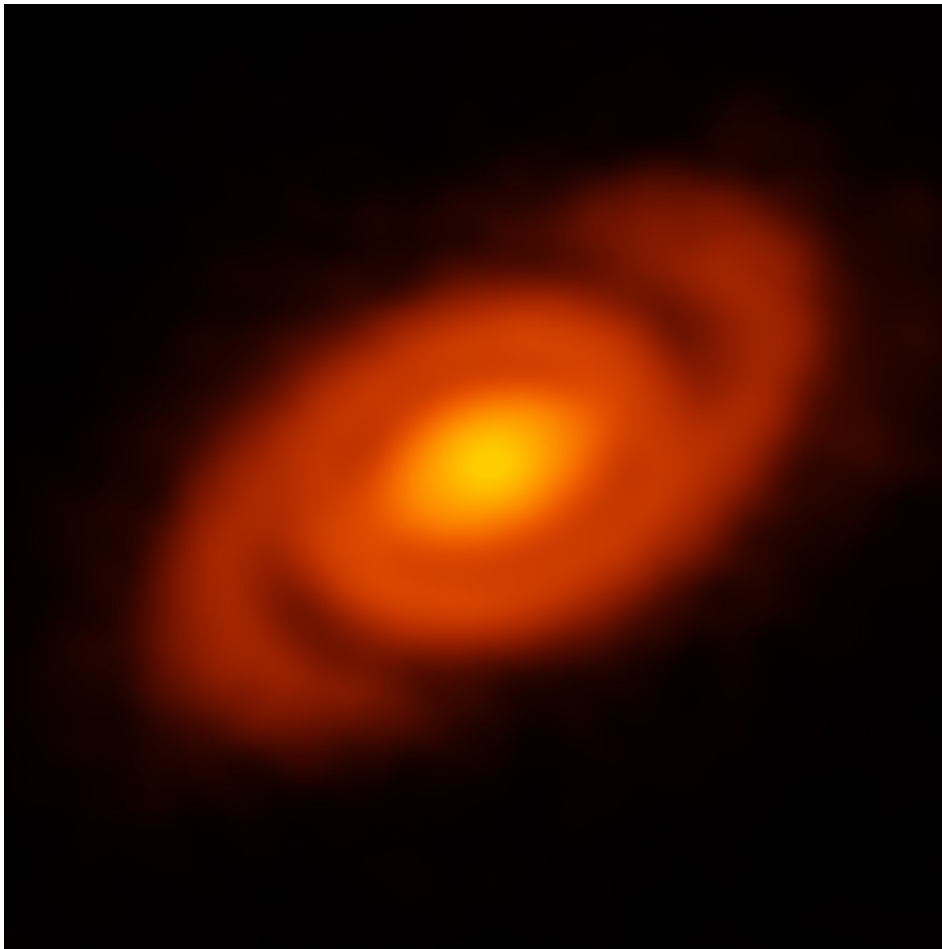


Abbildung 3.2: Protoplanetare Scheibe des jungen Sterns Elias 2-27. Das von der Erde 450 Lichtjahre entfernte Objekt wurde mit ALMA aufgenommen. Bildquelle: B. Saxton (NRAO/AUI/NSF); ALMA (ESO/NAOJ/NRAO).

ne die Notwendigkeit haftender Stöße zu größeren Körpern kollabieren (Goldreich und Ward, 1973; Youdin und Chiang, 2004; Johansen et al., 2006).

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit steht jedoch das grundlegende Modell der Staubpartikel-Koagulation, in dem Planeten durch haftende Kollisionen entstehen, im Fokus (Testi et al., 2014). Das Modell basiert auf Relativgeschwindigkeiten der Partikel, die zu Kollisionen führen. Die verschiedenen Evolutionsprozesse, die zu der Relativbewegung führen, werden schematisch in Abb.3.3 dargestellt.

Die Relativbewegung kann zum einen durch Brownsche Bewegung und turbu-

3.1 Astrophysikalischer Hintergrund

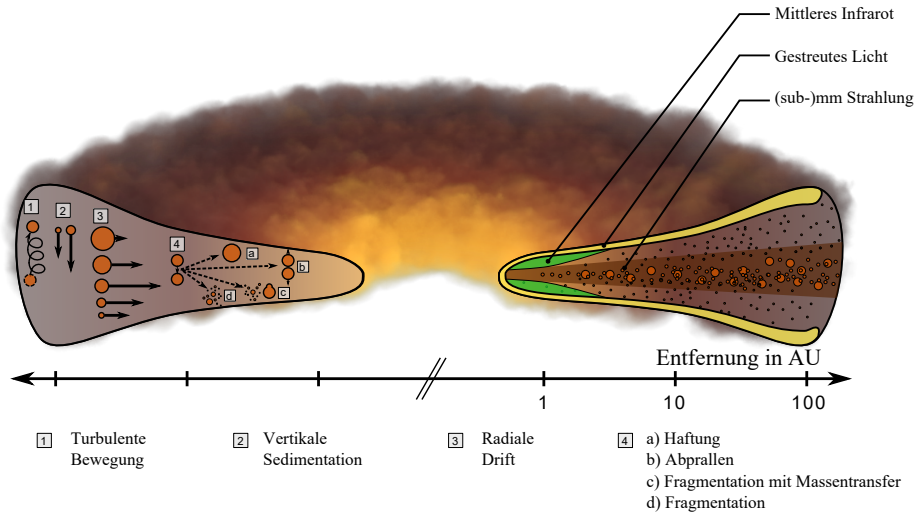


Abbildung 3.3: Illustration der Struktur und der Partikelevolution für eine protoplanetare Scheibe über die radiale Entfernung zum Stern (nach Testi et al. (2014)). Links: Wesentliche Partikeltransport- und Kollisionsmechanismen. Die Pfeillänge symbolisiert die Geschwindigkeit des Partikels. Rechts: Aufteilung des Scheibenschnitts in verschiedene Strahlungszonen.

lente Bewegungen wie Magnetorotationsinstabilitäten induziert werden (Balbus und Hawley, 1991). Zum anderen führen vertikale Sedimentation als auch die radiale Drift zum Stern zu Relativbewegungen, da die viskose Reibung mit dem Gas bei verschiedenen Partikelgrößen unterschiedlich stark ist (Weidenschilling, 1977; Weidenschilling und Cuzzi, 1993; Blum, 2004). Die radiale Drift entsteht dadurch, dass größere Partikel sich anders als das langsame Gas mit Keplergeschwindigkeit bewegen und durch die Gasreibung kinetische Energie verlieren. Ein Spiralen in Richtung Stern ist die Folge.

Bis zur Kilometergröße ist die Gasreibung ein dominanter Prozess. Nach Weidenschilling und Cuzzi (1993) können dadurch Relativgeschwindigkeiten von sub mm s^{-1} bis 10^2 m s^{-1} entstehen. Unter Annahme von stabilem Wachstum der Staubpartikel in Zwei-Aggregat-Kollisionen können innerhalb von 10^3 Jahren Stau-

3.1 Astrophysikalischer Hintergrund

baggregate zu dm-Körpern wachsen (Abschätzung durch die Aggregationsgleichung von Smoluchowski (1916)). Wie verschiedene Kollisionsexperimente (Güttler et al., 2010) gezeigt haben, verläuft der Wachstumsprozess jedoch nicht stabil. Experimentell konnten zwei wesentliche Hürden ausgemacht werden, die Staubwachstum verhindern.

Die sogenannte *Bouncing Barrier* nach Zsom et al. (2010) verhindert, dass Staubpartikel nach dem fraktalen Wachstum weiter zu dm-Staubaggregaten heranwachsen. Das theoretische Modell von Zsom et al. (2010), das die Staubentwicklung in der Mittelebene der protoplanetaren Scheibe in 1 AU zum Zentralstern betrachtet, demonstriert, dass das Abprallen zweier Aggregate der dominierende Vorgang im mm-Größenspektrum ist. Windmark et al. (2012) hingegen zeigen, dass die *Bouncing Barrier* mit Hilfe einiger größerer Aggregate, die dann wiederum aus einem konstanten Reservoir kleinerer Aggregate akkretieren, überwunden werden kann.

An diesem kritischen Punkt der Frühphase der Planetenentstehung setzt die experimentelle Studie dieser Arbeit an. Ziel ist es, eine Vielzahl mm-großer Staubaggregate in einem Ensemble über längere Zeit mit Kollisionsgeschwindigkeiten im mm s^{-1} bis cm s^{-1} -Bereich interagieren zu lassen, um so Kollisionseigenschaften und die Existenz der *Bouncing Barrier* zu überprüfen.

Die zweite Wachstumshürde im Prozess der Planetenentstehung wird *Meter-size Barrier* genannt (Weidenschilling, 1977) und verhindert das Wachstum m-großer Körper zum Planetesimal. Mit der Größe der Körper steigt auch die Kollisionsenergie immer weiter an und es kommt bei einer Kollision nur zu Fragmentation und Erosion (Blum und Wurm, 2008). Körper der m-Größe haben eine sehr hohe Relativgeschwindigkeit zum Gas in der protoplanetaren Scheibe und driften mit einer vergleichsweise hohen Geschwindigkeit von einem 1 AU in 100 Jahren in Richtung Zentralstern (Weidenschilling, 1977; Nakagawa et al., 1986). Um diesen Prozess zu verlangsamen, ist es nötig, dass Körper in kurzer Zeit so viel Masse akkretieren, dass die Gasreibung keine Rolle mehr spielt. Johansen et al. (2009) zeigen in ihren Simulationen, dass durch Strömungsinstabilitäten die Wachstumsraten solcher Körper deutlich erhöht werden können. Zur Reduzierung der Drift- und Relativgeschwindigkeit gibt es in Scheiben Orte, an denen ein Druckmaximum existiert (z.B. an den *Snowlines*). Partikel an diesen Orten driften nicht mehr zum

3.2 Mars

Stern, was lokal mehr Zeit zum Wachstum zur Verfügung stellt (Haghighipour und Boss, 2003).

Haben die Körper die Größe eines Planetesimals erreicht, können diese über die Eigengravitation in einem festen Orbit zu immer größeren Körpern wachsen. Weitere Kollisionen mit anderen Planetesimalen können letztendlich zu terrestrischen Planeten führen. In der inneren Scheibe bestehen diese hauptsächlich aus Silikaten und Metallen. Außerhalb der sogenannten *Snowline* der Scheibe kondensiert Wasser zu Eis. Jenseits dieser Grenze steigt der Anteil wasserstoffhaltiger Verbindungen in der Planetenzusammensetzung.

Gemäß dem *Core Accretion Model* können terrestrische Planeten mit einer Masse, die dem Vielfachen der Erdmasse entspricht, neben dem Staub durch ihre hohe Eigengravitation auch das Gas in der Scheibe akkretieren (Pollack et al., 1996). Ein alternatives Modell beschreibt die Entstehung der sogenannten Gasriesen (Gasplaneten) durch Gravitationsinstabilitäten in sehr massereichen protoplanetaren Scheiben (Boss, 2008).

Die Terrestrischen Planeten im Sonnensystem sind Merkur, Venus, Erde und Mars. Die Gasplaneten sind Jupiter und Saturn. Uranus und Neptun werden Eisriesen genannt, da sie wahrscheinlich einen großen eishaltigen Kern besitzen. Der Planet Mars liegt aufgrund seiner erdähnlichen Struktur mit einer staubhaltigen Oberfläche im besonderen Fokus und ist neben den Kollisionsexperimenten das zweite Thema dieser Arbeit.

3.2 Mars

Der Planet Mars, aufgrund der rötlichen Färbung auch *roter Planet* genannt, ist ein terrestrischer Planet des Sonnensystems und ist der äußere Nachbar der Erde. Er befindet sich im Mittel 55.6 Millionen Kilometer von der Erde entfernt und ist mit einem Durchmesser von ca. 6800 km deutlich kleiner als diese (siehe Größenvergleich in Abb.3.4). Die sehr dünne Atmosphäre besteht anders als bei der Erde nicht zum größten Teil aus Stickstoff (N_2), sondern aus Kohlenstoffdioxid (CO_2). Der Mars hat eine markante Topographie, die aus sehr hohen Gebirgen mit Vulkanen als auch tiefen Tälern und Gräben besteht. Obwohl in den Polkapfen gefrorenes Kohlenstoffdioxid (Trockeneis) und Wassereis enthalten sind, kann

3.2 Mars

man den Mars als trockenen Wüstenplanet bezeichnen. Temperaturdifferenzen auf dem Mars sind deutlich größer als auf der Erde. Die mittlere Temperatur auf der Oberfläche beträgt 210 K, wobei Spitzenwerte von 140 K in der Nacht und 300 K am Tag zu verzeichnen sind (Kieffer et al., 1992). Die Solarkonstante beträgt nur 588 W m^{-2} und ist damit aufgrund der Entfernung von 1.5 AU zur Sonne deutlich niedriger als auf der Erde. Temperaturschwankungen auf der staubhaltigen, sandigen Marsoberfläche führen zu atmosphärischen Druckdifferenzen und Winden. Diese werden maßgeblich durch die sehr niedrige thermische Trägheit des Mars (Mellon et al., 2000) verursacht, da der Boden auf kurzen Zeitskalen unter Sonneneinstrahlung aufgeheizt werden kann.

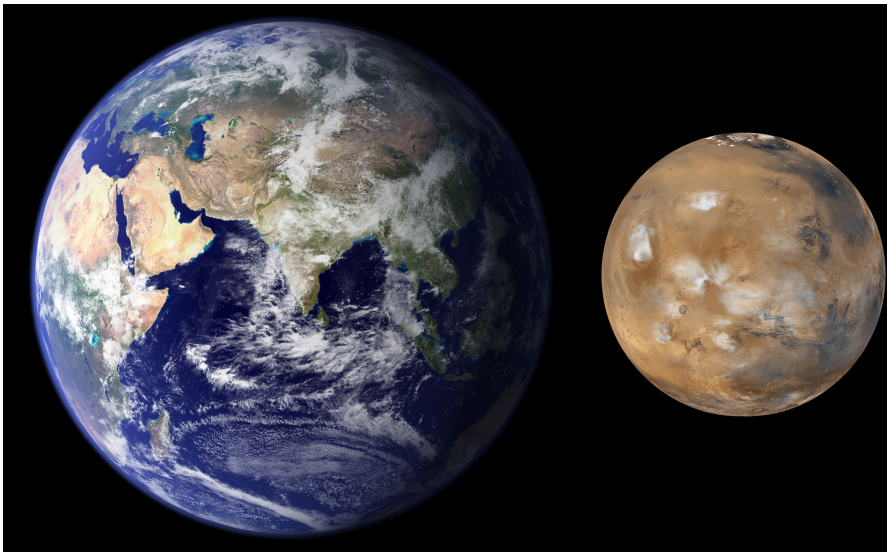


Abbildung 3.4: Größenvergleich zwischen den Planeten Erde (links) und Mars (rechts). Die Marsoberfläche entspricht einem Viertel der Erdoberfläche. Bildquelle: NASA/JPL/MSSS.

Bereits Ende 1964 wurden durch die Raumsonde Mariner 4 die ersten Nahaufnahmen der Marsoberfläche in geringer Bildqualität gemacht. In den folgenden Jahrzehnten lieferten weitere Sonden Aufnahmen des Mars in immer besserer Schärfe und Auflösung, sodass außerordentliche topographische Strukturen wie z.B. der Vulkan *Olympus Mons* (Abb.3.5), der mit 25 km Gipfelhöhe und 600 km Durchmesser der höchste Berg des Sonnensystems ist, entdeckt werden konnten (Kieffer et al., 1992). Die *Valles Marineris* sind hingegen die tiefsten Gräben auf

3.2 Mars

dem Mars und sind, bei einer Breite von 200 km und einer Tiefe von bis zu 7 km, 4000 km lang. Sie wurden 1972 auf den fotografischen Aufnahmen der Raumsonde Mariner 9 entdeckt.

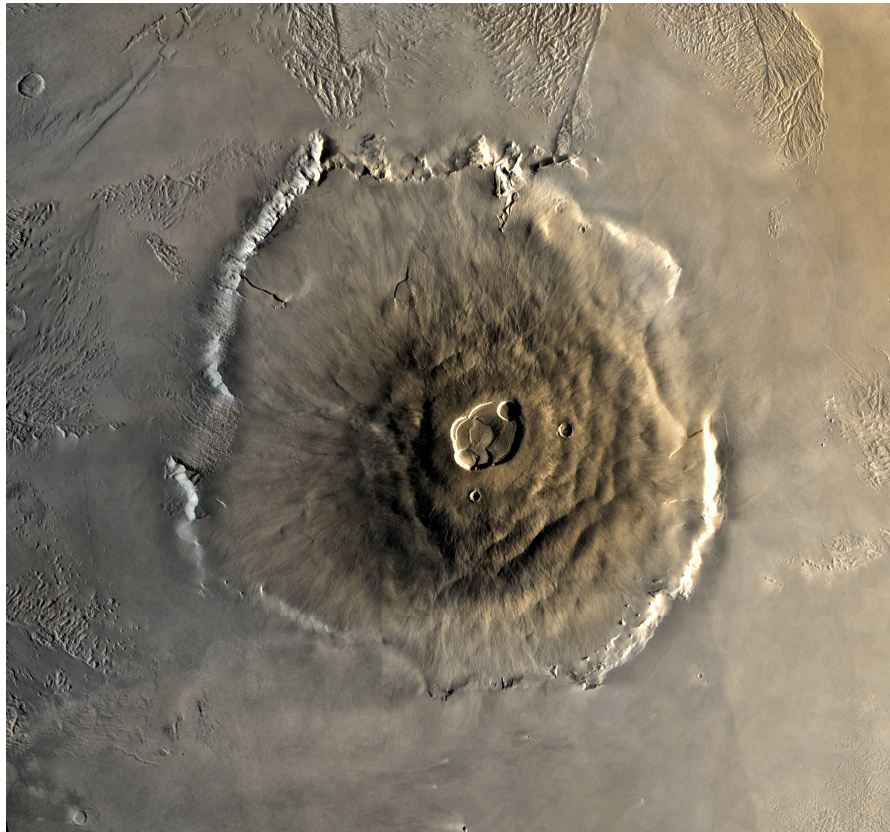


Abbildung 3.5: Orbitale Aufnahme des größten Mars-Vulkans *Olympus Mons*.
Bildquelle: NASA.

Wie bereits erwähnt ist die Atmosphäre des Mars sehr dünn. Der mittlere Umgebungsdruck auf der Marsoberfläche beträgt nur 6 mbar. Dieser Wert kann jedoch je nach Höhenlage deutlich variieren, sodass in den tiefen Gräben ein Druck von bis zu 14 mbar und auf hohen Bergen nur 1 mbar herrschen kann (Kieffer et al., 1992).

Der im Vergleich zur Erdatmosphäre sehr niedrige Druck auf der Oberfläche bietet die zentrale Motivation für einen Teil der in dieser Arbeit präsentierten Studie. Durch Sonnenstrahlung induzierte Temperaturgradienten über die granularen Schichten des Marsbodens können aufgrund der großen mittleren freien

Weglänge der Gasmoleküle einen Gasfluss hervorrufen, der auf der Erde unter Normaldruck zu vernachlässigen ist. Dieser Gasfluss, das sogenannte thermische Kriechen (Reynolds, 1876; Maxwell, 1879), kann abhängig von der Korngröße und den thermischen Eigenschaften des Staubes stark variieren und durch den in dieser Arbeit untersuchten Knudsen-Kompressor als granulare Pumpe größere Druckdifferenzen zwischen den Staubschichten hervorrufen. Maximal ist dieser Effekt, wenn die Größe der Poren zwischen den Staubkörnern und die mittlere freie Weglänge der lokalen, atmosphärischen Gasmoleküle in der gleichen Größenordnung sind. Entscheidender Faktor zur Charakterisierung dieses Phänomens sind die korngrößenabhängigen, kapillarartigen Poren des Marsstaubes, in denen das Gas stets entlang des thermischen Gradienten in Richtung steigender Temperatur strömt. Warum die Quantifizierung dieses Effekts eine große Bedeutung für den Marsboden, aber auch für die Marsatmosphäre haben kann, soll in Folge gezeigt werden.

Die Marsoberfläche wird als Regolith betrachtet, der zum Teil mit größerem Felsengestein durchsetzt ist (Abb.3.6;(Christensen und Moore, 1992)). Nach Schorghofer (2013) ist ein Fünftel der Oberfläche mit einem dichten Staubmantel überzogen. Das größtenteils granulare Material kann stark in der Größe variieren. Am unteren Ende der Größenverteilung befinden sich die atmosphärischen Partikel zwischen 1 μm und 2 μm , die zurück zur Oberfläche sedimentieren (Wolff et al., 2006). Die Phoenix Raumsonde, ausgestattet mit einem Mikroskop-Objektiv, zeigt Partikel im Bereich 20 μm - 30 μm (Goetz et al., 2010). Nach Blake et al. (2013) konnte der Mars-Rover Curiosity 2012 die chemische Zusammensetzung des Regoliths bestimmen. Ergebnis ist, dass $\sim 55\%$ des Materials unterhalb einer Größe von 150 μm kristallin und basaltischen Ursprungs sind. 45 % sind amorph, stark eisenhaltig, silikatarm und beinhalten flüchtige Stoffe wie z.B. Wasser und Kohlenstoffdioxid.

Bei einem Umgebungsdruck auf der Marsoberfläche von wenigen mbar ist die mittlere freie Weglänge der CO_2 -Moleküle in der Größenordnung von 10 μm und damit im optimalen Bereich für den zuvor erwähnten Effekt.

Experimente in Mikrogravitation von de Beule et al. (2013) zeigten, dass unterhalb einer beleuchteten Stauroberfläche ein Gasfluss induziert werden kann. Auf dem Mars könnte dieser Effekt wichtig für den Transport von Wasserdampf oder grundsätzlich für den Transport von flüchtigen Molekülen in Kombination mit an-



Abbildung 3.6: Aufnahme der Marsoberfläche mit typischem Felsengestein von der Mars Pathfinder Landeeinheit von 1997. Das Bild wurde zur realistischen Farbgebung des Mars aus 7 Einzelbildern mit verschiedenen Farbfiltern überlagert. Bildquelle: NASA/JPL.

deren diffusiven Mechanismen sein (Hudson et al., 2007; Sizemore und Mellon, 2008; Han, 2006; Bryson et al., 2008; Stevens et al., 2015). Der Gasfluss könnte tiefere Staubschichten zusätzlich advektiv kühlen oder aufheizen, was in Zukunft Gegenstand von Untersuchungen sein könnte.

Ein durch den Knudsen-Kompressor hervorgerufener Druckgradient kann unterstützend für das Anheben von Staubpartikeln entgegen der Marsgravitation wirken. Generell ist die Interaktion zwischen Marsboden und Marsatmosphäre Gegenstand aktueller Forschung. Der genaue Mechanismus zum Mitführen von Staub in die bodennahe Atmosphäre ist dabei von großem Interesse. Bridges et al. (2012)

zeigen, dass Regionen auf dem Mars existieren, die äolisch sehr aktiv sind und in denen kontinuierliche Dünenbewegungen zu beobachten sind. Andere Regionen zeigen hingegen keine Aktivität. Windkanal-Experimente von Greeley et al. (1980); White et al. (1997); Paraskov et al. (2006) demonstrieren, dass erhebliche Windgeschwindigkeiten in der Marsatmosphäre notwendig sind, um den dynamischen Druck zu erzeugen, der den Partikeltransport ermöglicht. In einigen Fällen kann jedoch eine sehr hohe Porosität der Staubkörner dazu beitragen, diese auch bei geringerer Windgeschwindigkeit anzuheben (Merrison et al., 2007). Grundsätzlich ist der Transport von Staubkörnern ein Phänomen, das entgegen der Erwartungen und Simulationen häufig zu beobachten ist.

Sonnenstrahlung und damit verbundene Aufheizprozesse im Marsboden können erheblich zur Staubanhebung beitragen. de Beule et al. (2015) zeigen, dass thermisches Kriechen einen Überdruck unter der beleuchteten Stauboberfläche erzeugt, der das Anheben begünstigt. In Windkanal-Experimenten von Küpper und Wurm (2015) wird demonstriert, dass dieser Überdruck ausreicht, um die zur Partikelanhebung notwendige Windgeschwindigkeit auf dem Mars um bis zu 20 % zu reduzieren. Zusätzlich zeigen Kuepper und Wurm (2016), dass selbst der Schattenwurf eines Staubteufels das lokale Temperaturprofil im Marsboden derart verändern kann, dass Partikel einfacher angehoben werden können.

Die beobachteten Staub-Phänomene (z.B. Stürme, Staubteufel) auf der Marsoberfläche sowie die Erkenntnisse der erwähnten Laborexperimente bilden die Motivation, in dieser Arbeit das thermische Kriechen in granularen Festkörpern und den Knudsen-Kompressor genauer zu untersuchen. In bisherigen Experimenten wird die granulare Pumpe auf der Marsoberfläche qualitativ beschrieben. Die charakteristischen Eigenschaften wurden jedoch noch nicht quantifiziert. Ein Vergleich zwischen der sehr komplexen Porenstruktur eines granularen Festkörpers und den theoretischen Modellen simpler Geometrie steht noch aus. In dieser Arbeit werden zahlreiche Laborexperimente an beleuchteten Staubbetten der dm-Tiefe durchgeführt, um das thermische Kriechen, Gasflussraten durch den Staub, aber auch durch den Knudsen-Kompressor hervorgerufene Druckdifferenzen mit einem Modell zu quantifizieren.

3.2.1 Staubteufel

Ein lokales Staubphänomen auf der Erde als auch auf dem Mars ist das des Staubteufels (Abb.3.7). Staubteufel sind kleine Wirbelwinde, die stark genug sind, Staub vom Boden mitzureißen und dadurch sichtbar werden. Sie entstehen aufgrund des aufwärts steigenden Gasflusses, der durch die von der Sonneneinstrahlung aufgeheizte, bodennahe Luft induziert wird. Auf dem Mars werden Staubteufel deutlich größer als auf der Erde. Nach Balme und Greeley (2006) können diese eine Höhe von mehreren Kilometern und einen Durchmesser einiger 100 Meter haben. Typische Windgeschwindigkeiten in Staubteufeln liegen bei 30 m s^{-1} (Ryan und Lucich, 1983). In extremen Fällen bei besonders großen Staubteufeln reichen die Geschwindigkeiten bis zu 100 m s^{-1} (Ringrose et al., 2003). Staubteufel auf dem Mars werden regelmäßig beobachtet, z.B. von Rovern (Greeley et al., 2010), aus dem Orbit (Verba et al., 2010; Stanzel et al., 2008) und über ihre Spur auf dem Marsboden (Reiss et al., 2016; Lorenz und Reiss, 2015). Sogar in sehr großer Höhe bei niedrigem Umgebungsdruck können Staubteufel registriert werden (Reiss et al., 2009).

Grundsätzlich ist die Herausforderung zur Erklärung von lokalen Staubteufeln und globalen Windphänomenen (Stürme) identisch. Ist die Geschwindigkeit deutlich kleiner als 30 m s^{-1} , reicht die Gasreibung des Windes allein aufgrund des sehr niedrigen Umgebungsdruckes auf dem Mars nicht aus, um Staubpartikel von der Oberfläche anzuheben. Es bedarf folglich zusätzlicher Effekte (Neakrase et al., 2016; Kok et al., 2012). Balme und Greeley (2006) deuten an, dass der abfallende Druck im Inneren des Staubteufels einen zusätzlichen Sog erzeugt, mit dem das Loslösen des Staubes unterstützt werden kann. Der damit verbundene Druckunterschied zwischen Unter- und Oberseite der Stauboberfläche wird Δp -Effekt genannt (Balme und Hagermann, 2006). Simulationen von Greeley et al. (2003) haben gezeigt, dass Grenzwerte für das Anheben kleiner Staubpartikel geringer sind als ursprünglich angenommen. Dies wird explizit bei künstlich erschaffenen Staubteufeln in einem sogenannten Wirbelerzeuger demonstriert. Hierdurch ist es Neakrase und Greeley (2010) unter bestimmten experimentellen Bedingungen gelungen, das Anheben von Partikeln in einem Staubteufel zu ermöglichen. Für die Staubpartikelbewegung mit dem Δp -Effekt werden zwei unterschiedliche Fälle berücksichtigt



Abbildung 3.7: Aufnahme eines Staubteufels (Höhe: 800 m; Durchmesser: 30 m) auf der Marsoberfläche mit Schattenwurf. Die Aufnahme erfolgte durch die HiRISE Kamera auf dem *Mars Reconnaissance Orbiter*. Bildquelle: NASA/JPL-Caltech/Univ. of Arizona.

(Balme und Hagermann, 2006).

1. Die Staubschicht ist für den Gasfluss undurchlässig (impermeabel). Dies bedeutet, dass der Druck unterhalb der Stauboberfläche mit dem Durchgang des Staubteufels konstant bleibt. Die durch den Staubteufel erzeugte Druckdifferenz wirkt somit direkt auf die impermeable Staubschicht.
2. Die Staubschicht ist für den Gasfluss durchlässig (permeabel). Die Druckdifferenz induziert einen Gasfluss durch die Staubschichten in Richtung Oberfläche. Ab einer bestimmten Gasgeschwindigkeit könnte die Gasreibung stark genug sein, um Staubpartikel zu lösen, die daraufhin in den Staubteufel gesogen werden.

Berichtete Druckdifferenzen in Staubteufeln auf dem Mars liegen zwischen 0.3 Pa und 2.86 Pa (Kahanpää et al., 2016; Steakley und Murphy, 2016). Nach Murphy und Nelli (2002) und Ellehoj et al. (2010) können maximale Druckdifferenzen von bis zu 5 Pa entstehen, die zur Anhebung von Staubpartikeln beitragen. Auf den

3.2 Mars

ersten Fall des Δp -Effektes bezogen, kann eine Druckdifferenz von mehreren Pa auf eine einzelne Staubschicht wirken.

In einer weiteren Studie dieser Arbeit soll der Δp -Effekt experimentell quantifiziert werden. Die Erkenntnis, bei welchen Differenzdrücken und verschiedenen Staubbettiefen Partikel angehoben werden können, kann vor allem dazu beitragen, den Δp -Effekt als wichtiges Modell zur Entstehung eines Staubteufels auf dem Mars zu bestärken. Alle zusätzlichen Mechanismen zur Anhebung von Staubpartikeln in Staubteufeln werden in Neakrase et al. (2016) zusammengefasst.

4 Theorie

4.1 Thermisch induzierter Gasfluss

Knudsen (1909) zeigte bereits vor über hundert Jahren, dass durch einen Temperaturgradienten in einem dünnen Rohr, das zwei Gasgefäße verbindet, ein Gasfluss induziert werden kann. Dieser ist zur wärmeren Seite gerichtet. Der Gasfluss bzw. Massenfluss wird gerade dann induziert, wenn die mittlere freie Weglänge λ der Gasmoleküle des Gases gleich dem Durchmesser d des Verbindungsrohres entspricht. Bei einem sehr dünnen Rohr mit einem Durchmesser von wenigen μm muss der Druck der Gasgefäße im Bereich weniger Pa sein. In einem geschlossen System aus zwei Gasgefäßen mit den Temperaturen T_1 und T_2 bzw. Drücken p_1 und p_2 charakterisierte Knudsen den Gleichgewichtszustand wie folgt:

$$\frac{p_2}{p_1} = \sqrt{\frac{T_2}{T_1}}. \quad (4.1)$$

In Abb.4.1 ist die Abhängigkeit des Gleichgewichtszustandes vom Verhältnis von Rohrdurchmesser und freier Weglänge der Gasmoleküle dargestellt. Die Größe der Druckdifferenz $\Delta p = p_2 - p_1$ wird dabei durch die Knudsenzahl Kn bestimmt. Sie ist durch das Verhältnis von mittlerer freier Weglänge des Gases λ zur relevanten geometrischen Bezugsgröße $r = d/2$ (Radius des Verbindungsrohres / der Kapillare) definiert:

$$Kn = \frac{\lambda}{2r}. \quad (4.2)$$

Die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle ist nach Meschede (2002) gegeben durch

$$\lambda = \frac{kT}{\sqrt{2}\pi D^2 p}, \quad (4.3)$$

4.1 Thermisch induzierter Gasfluss

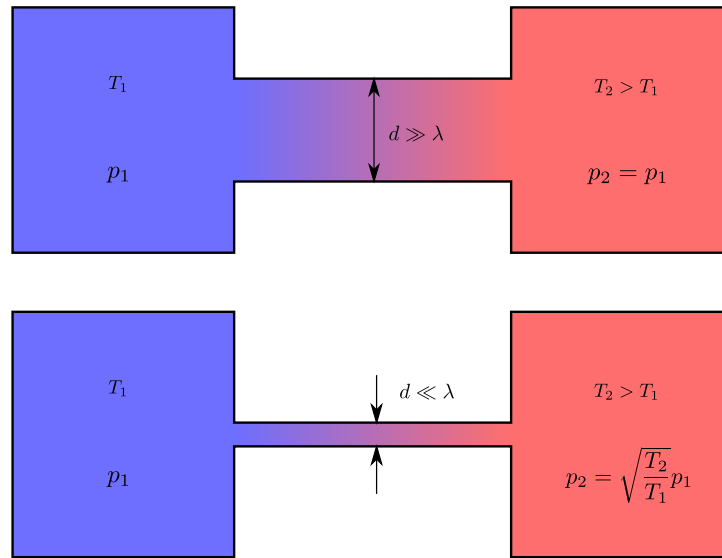


Abbildung 4.1: Obere Grafik: Ist der Rohrdurchmesser wesentlich größer als die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle, ist der Druck in beiden Gasgefäßen gleich groß. Untere Grafik: Ist der Rohrdurchmesser wesentlich kleiner als die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle, verhält sich der Druck nach Knudsen's Gleichgewichtszustand (Gl.4.1).

wobei $k \simeq 1.38 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ die Boltzmann-Konstante, T die lokale Temperatur, D der Durchmesser der Gasmoleküle und p der Umgebungsdruck ist. Bei einer sehr kleinen Knudsenzahl ($r \gg \lambda$) stellt sich ein Druckgleichgewicht zwischen den Gefäßen ein. Ist die Knudsenzahl sehr groß ($r \ll \lambda$), kommt es zu dem in Gl.4.1 durch Knudsen (1909) charakterisierten Gleichgewichtszustand. Die Gasflusscharakteristik hängt, wie gezeigt wird, im Wesentlichen von der Knudsenzahl ab. Die Knudsenzahl Kn bestimmt drei Gasfluss-Regime mit unterschiedlichen physikalischen Eigenschaften (Tab.4.1). Der Kontinuums-Fluss wird bei $Kn \ll 1$ betrachtet. Die dynamischen Eigenschaften des Gasflusses werden hier über makroskopische Variablen wie Flussgeschwindigkeit und Temperatur bestimmt. Der Übergangs-Fluss zeichnet sich durch $Kn \approx 1$ aus und beinhaltet, dass die Gasmoleküle mit derselben Häufigkeit mit den Wänden der umgebenden Geometrie interagieren wie untereinander. Bei sehr niedrigem Druck für $Kn \gg 1$ dominiert die Interaktion mit den Wänden und es wird vom Regime des freien Molekülflusses gesprochen.

4.1 Thermisch induzierter Gasfluss

Gasfluss-Regime	Kn
Kontinuums-Fluss	$\ll 1$
Übergangs-Fluss	≈ 1
freier Molekülfluss	$\gg 1$

Tabelle 4.1: Abhängigkeit zwischen Gasfluss-Regime und Knudsenzahl.

Sone und Itakura (1990) und Muntz et al. (2002) zeigen ein analytisches Modell auf, mit dem der thermisch induzierte Gasfluss in einer zylindrischen Verbindungskapillare der zwei Gasgefäße für das Übergangs-Regime $Kn \approx 1$ berechnet werden kann. Der dem Gasfluss zuzuordnende Massenfluss \dot{M} durch die Verbindungskapillare der Länge L mit dem Radius r beträgt

$$\begin{aligned} \dot{M} = & p f_A A [2 (k/m) T]^{-1/2} \\ & \times \left\{ \frac{r}{L} \frac{\Delta T}{T} Q_T - \frac{r}{L} \frac{\Delta p}{p} Q_p \right\}. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Hierbei ist $p = (p_1 + p_2)/2$ der mittlere lokale Druck bzw. $T = (T_1 + T_2)/2$ die mittlere lokale Temperatur. $\Delta p = |p_1 - p_2|$ und $\Delta T = |T_1 - T_2|$ charakterisieren die Druck- und Temperaturdifferenz zwischen den beiden Gasgefäßen. Für eine große Anzahl an parallel verlaufenden Verbindungskapillaren beschreibt f_A den Anteil der totalen Verbindungsquerschnittsfläche A , der von Kapillaröffnungen bedeckt ist. m ist die Masse eines Gasmoleküls. Die dimensionslosen Massenflusskoeffizienten Q_T und Q_p beschreiben die Stärke des thermischen Kriechens (thermisch induzierter Gasfluss) und des Rückflusses der Gasmoleküle durch einen Druckgradienten in den Verbindungskapillaren (Poiseuille-Fluss). Der Druckgradient wird durch den Überdruck in dem warmen Gasgefäß verursacht.

Der physikalische Effekt des thermischen Kriechens wurde erstmals von Reynolds (1876) und Maxwell (1879) charakterisiert. Hettner (1924) stellte theoretisch dar, dass dieser Effekt auf die unterschiedlichen Gasgeschwindigkeiten der Gasmoleküle in wärmeren und kälteren Umgebungen zurückzuführen ist. Der Impulsübertrag der Gasmoleküle auf ein Oberflächenelement der Verbindungskapillare ist dabei in der wärmeren Umgebung größer als in der kälteren. Aufgrund der Impulserhaltung übt die jeweilige Oberfläche eine Netto-Tangentialkraft entlang steigender Temperatur auf die Gasmoleküle aus. Dieser Effekt ist ausschließlich von der Knudsenzahl

4.1 Thermisch induzierter Gasfluss

abhängig und gerade bei höheren Kn für die Stärke des Gasflusses relevant, da die Interaktion der Gasmoleküle untereinander wesentlich kleiner ist als die mit der Oberfläche der Kapillare. Der druckgetriebene Rückfluss reduziert sich hingegen bei großen Knudsenzahlen deutlich. Den qualitativen Einfluss des Kapillardurchmessers auf die verschiedenen Gasflüsse zeigt die schematische Abb.4.2. Sone und

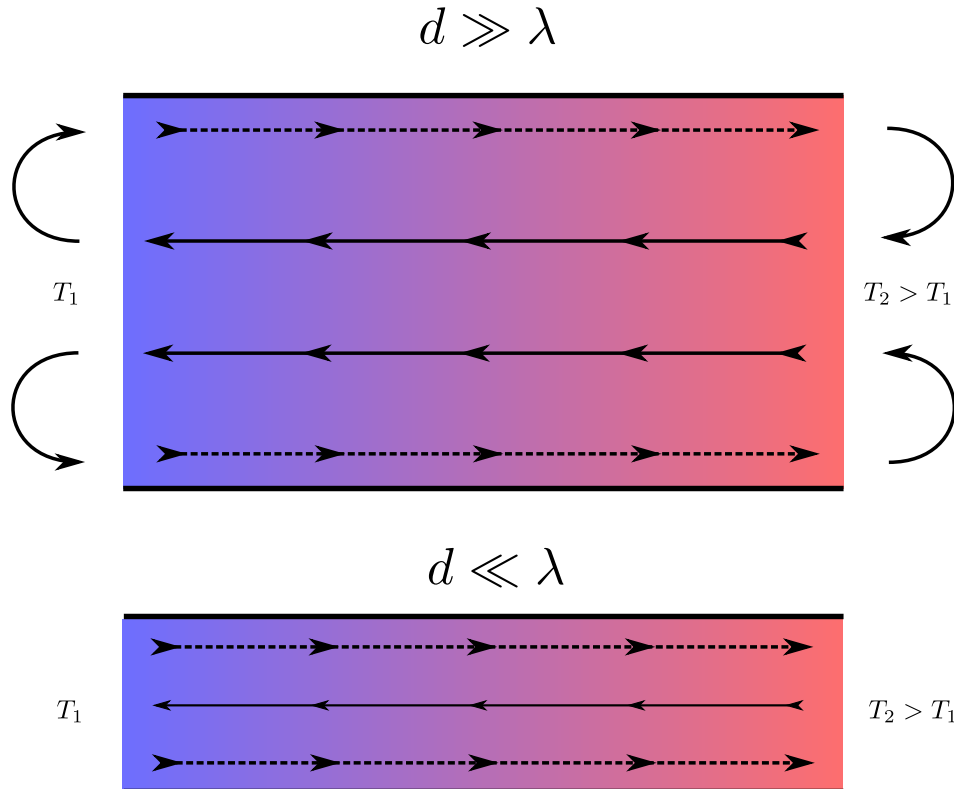


Abbildung 4.2: Obere Grafik: Verbindungskapillaren zweier Kammern mit eingezeichnetem Temperaturgradient (blau: kalt; rot: warm). Thermisches Kriechen (Q_T ; gepunktete Pfeile) und druckgetriebener Rückfluss (Q_p ; durchgezogene Pfeile) gleichen sich aus. Untere Grafik: Thermisches Kriechen ist dominant gegenüber dem Rückfluss.

Itakura (1990) berechneten Werte für Q_T als auch Q_p für verschiedene Knudsenzahlen bei zylindrischen Kapillaren. Sie sind in Abb.4.3 dargestellt. Für eine analytische Betrachtung von Q_T und Q_p werden die Werte in Abb.4.3 mit Gl.4.5

4.1 Thermisch induzierter Gasfluss

und Gl.4.6 wie folgt gefittet:

$$Q_T(Kn) = \left\{ \left(a_1 + a_2 Kn^{-a_3} \right) \times \left(a_4 + a_5 Kn^{-a_6} \right) \right\}^{-1}, \quad (4.5)$$

$$Q_p(Kn) = b_1 + \frac{b_2}{Kn} + \frac{1}{b_3 + b_4 Kn^{-1}}. \quad (4.6)$$

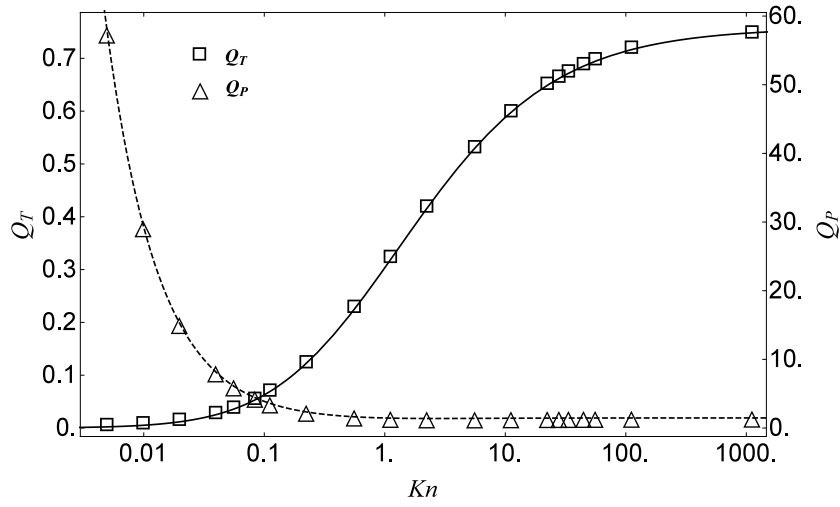


Abbildung 4.3: Abhängigkeit zwischen Knudsenzahl Kn und Massenflusskoeffizient für thermisches Kriechen Q_T und druckgetriebenem Rückfluss Q_p für zylindrische Kapillaren. Die schwarze und die gestrichelte Linie fitten die Werte mit Gl.4.5 und Gl.4.6 (Koester et al., 2017).

i	a_i	b_i
1	0.92	1.04
2	0.90	0.28
3	0.64	2.35
4	1.44	4.89
5	0.37	-
6	0.69	-

Tabelle 4.2: Fit Parameter aus Gl.4.5 und Gl.4.6.

Die Parameter a_i und b_i sind in Tabelle 4.2 dargestellt. Die Gleichungen haben keinen physikalischen Hintergrund, sondern dienen nur als simple Kombination von Potenzfunktionen zur analytischen Beschreibung der Massenflüsse Q_T und Q_p bei verschiedenen Knudsenzahlen Kn .

4.1.1 Der Knudsen-Kompressor

Der sogenannte Knudsen-Kompressor beschreibt den thermisch induzierten Druckunterschied, der zwischen zwei Gasgefäßen entsteht, die durch Kapillaren verbunden sind. Dieser ist gerade dann maximal, wenn der Netto-Massenfluss zwischen den Gasgefäßen verschwindet, d.h. im Gleichgewichtszustand ist die Anzahl der Gasmoleküle, die sich in das warme Gasgefäß bewegen, identisch mit denen, die sich in das kalte Gasgefäß bewegen. Analytisch betrachtet ist dies nach Muntz et al. (2002) für $\dot{M} = 0$ in Gl.4.4 der Fall. Daraus ergibt sich für die maximale Druckdifferenz, die allein durch einen Temperaturgradienten induziert wird,

$$\Delta p_{\max} = p \frac{\Delta T}{T} \frac{Q_T}{Q_p}. \quad (4.7)$$

Dieser ursprünglich von Knudsen (1909) entdeckte Effekt findet heutzutage bei der Konstruktion von temperaturunabhängigen Drucksensoren Anwendung. Außerdem kann er dazu benutzt werden, Pumpen ohne bewegliche, mechanische Teile zu konstruieren (Vargo et al., 1999; Han et al., 2007). Kelling und Wurm (2009), Jankowski et al. (2012) und Kelling et al. (2014) haben den Knudsen-Kompressor dazu benutzt, poröse Staubaggregate zu levitieren (siehe Kap.4.3).

4.1.2 Gasgeschwindigkeit

Aus der analytischen Betrachtung des thermisch induzierten Gasflusses in Kapillaren zwischen zwei Gasgefäßen von Muntz et al. (2002) kann die Gasgeschwindigkeit des Netto-Flusses berechnet werden. Mit Gl.4.4 beträgt der Massenfluss der Gas-

4.2 Modell des thermisch induzierten Gasflusses in einem granularen Körper

moleküle pro Quadratmeter

$$\begin{aligned} \frac{\dot{M}}{A} = & p f_A [2 (k/m) T]^{-1/2} \\ & \times \left\{ \frac{r}{L} \frac{\Delta T}{T} Q_T - \frac{r}{L} \frac{\Delta p}{p} Q_p \right\}. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Durch das Gesetz des idealen Gases ergibt sich die lokale Dichte ρ_{Gas} des Gases in der Verbindungskapillare zu

$$\rho_{\text{Gas}} = \frac{p}{R_s T}, \quad (4.9)$$

wobei R_s die spezifische Gaskonstante ist. Aus dem Quotient aus Gl.4.8 und 4.9 folgt die Gasgeschwindigkeit

$$v_{\text{Gas}} = \frac{\dot{M}}{A \rho_{\text{Gas}}}. \quad (4.10)$$

4.2 Modell des thermisch induzierten Gasflusses in einem granularen Körper

Im vorigen Kapitel 4.1 erfolgte eine detaillierte Betrachtung des thermisch induzierten Gasflusses in einem isolierten System mit zwei Gasgefäßen, die über eine oder mehrere wohldefinierte Verbindungskapillaren verbunden sind. Ziel in diesem Kapitel ist die Entwicklung eines Modells, das die thermischen Gasflussprozesse in einem komplexen granularen Körper quantitativ beschreiben kann. Analog zu dem Zwei-Gefäßsystem mit einer kalten und warmen Seite kann man einen granularen Körper betrachten, über den sich ein Temperaturgradient erstreckt. Durch diesen kann ein thermischer Gasfluss von kalt nach warm induziert werden, wenn die mittlere freie Weglänge in der Größenordnung der Poren des Granulats liegt. Dabei wird der für das thermische Kriechen notwendige Temperaturgradient des Gases durch die Akkomodation der Gasmoleküle mit der Oberfläche des Körpers hervorgerufen (Rohatschek, 1995).

4.2 Modell des thermisch induzierten Gasflusses in einem granularen Körper

4.2.1 Der granulare Körper

Als granulare Körper werden in dieser Arbeit vor allem Stäube bzw. Sande betrachtet, die je nach Probe aus einzelnen Körnern in der Größenordnung zwischen $1\text{ }\mu\text{m}$ und $250\text{ }\mu\text{m}$ bestehen. Diese Körner ordnen sich über den Körper irregulär an, sodass sich Zwischenräume bilden, die als Poren bzw. Kapillaren bezeichnet werden können. Das hier zugrunde liegende Modell vereinfacht das komplexe Kapillarsystem eines granularen Körpers zu einer Ansammlung von parallel verlaufenden zylinderförmigen Kapillaren, welche die kalte und warme Seite des Körpers verbinden. Die Länge des granularen Körpers bestimmt damit zugleich die Gesamtlänge L der Kapillaren. Der Radius r_c des Kapillarquerschnitts ist ausschließlich vom Kornradius der einzelnen Staubkörner abhängig. Die Staubkörner sind je nach Staubprobe irregulär geformt, werden jedoch zur theoretischen Beschreibung als perfekte Sphären mit dem Radius r_g angenommen. Gemäß des Modells werden diese Sphären (modellierte Körner der Staubprobe) in einem kompakten kubisch primitiven Gitter angeordnet (Abb.4.4). Nach Jankowski et al. (2012) lässt sich der vereinfachte Kapillarradius der Staubprobe $r_c(r_g)$ wie folgt aus dem Kornradius r_g berechnen:

$$r_c(r_g) = \sqrt{2}r_g - r_g. \quad (4.11)$$

Bei Betrachtung von Gasfluss in granularen Körpern ist die Porosität des Körpers Φ ein wichtiger Parameter. Im Allgemeinen hat das kubisch primitive Gitter einen Füllfaktor $f_K \simeq 0.52$. Die Porosität ergibt sich daraus wie folgt

$$\Phi = 1 - f_K = 0.48 \equiv 48\text{ }\%. \quad (4.12)$$

Das hier präsentierte Kapillarmodell reduziert die Volumenfüllung auf nur 14 % in der Einheitszelle (siehe Abb.4.4; Berechnung in Kap.4.2.3). Staubproben als reale granulare Körper unterliegen einer Größenverteilung der einzelnen Körner. Das Modell betrachtet stets die Mittelwerte dieser Verteilungen. r_g und somit auch r_c können als mittlerer Korn- und Kapillarradius betrachtet werden.

4.2 Modell des thermisch induzierten Gasflusses in einem granularen Körper

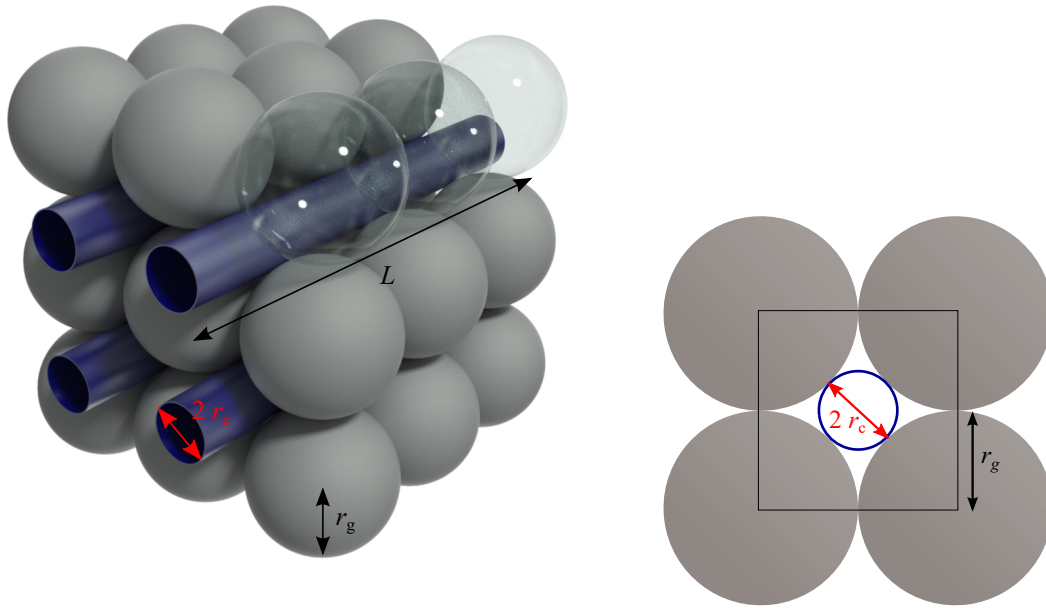


Abbildung 4.4: Linke Grafik: Illustration des Modells zur Beschreibung einer Staubprobe. Die einzelnen Staubkörner mit dem Radius r_g sind in einem kubisch primitiven Gitter angeordnet. Die Kapillaren mit dem Radius r_c und der Länge L sind blau dargestellt (Steinpilz et al., 2017). Rechte Grafik: Frontalansicht des Gitters mit schwarz umrandeter Einheitszelle.

4.2.2 Der granulare Knudsen-Kompressor

Der in Kap.4.1.1 eingeführte Knudsen-Kompressor beschreibt den maximalen Druckunterschied zwischen zwei Gasgefäßen, der thermisch induziert werden kann. Unter Berücksichtigung des Modells wird anstelle der Gasgefäße ein granularer Körper mit modelliertem Kapillarradius r_c gestellt. Mit Gl.4.7 ergibt sich eine maximale Druckdifferenz von

$$\Delta p_{\max} = p \frac{\Delta T}{T} \frac{Q_T(r_c)}{Q_p(r_c)}, \quad (4.13)$$

über die Gesamtlänge des Körpers. Gemäß Gl.4.13 ist Δp_{\max} stark vom Umgebungsdruck p und den Temperaturen T_1 und T_2 der warmen und kalten Seite des granularen Körpers abhängig. Der modellierte Kapillarradius r_c , der vom Kornradius r_g abhängig ist, beeinflusst maßgeblich die Massenflusskoeffizienten Q_T und

4.2 Modell des thermisch induzierten Gasflusses in einem granularen Körper

Q_p . Das Temperaturprofil über die Länge L des granularen Körpers kann komplex und wegen der Wärmeausbreitung zeitabhängig sein (Kocifaj et al., 2011). Da die genauen thermischen Eigenschaften der untersuchten granularen Körper nicht mit der nötigen Genauigkeit untersucht werden können, wird das Temperaturprofil wie in Abb.4.5 modelliert. Die Ausdehnung des Körpers längs der Kapillaren wird über die Variable x beschrieben. An der Stelle $x = 0$ befindet sich die warme Seite bzw. Oberfläche. Ein linearer Temperaturgradient reicht bis in die Position x_t mit der Eindringtiefe L_a (thermisch aktive Schicht). Ab der Position x_t bleibt die Temperatur bis zur kalten Seite konstant. Die Länge dieser thermisch nicht-aktiven Schicht beträgt gemäß des Modells L_n . Die Abhängigkeiten des granularen

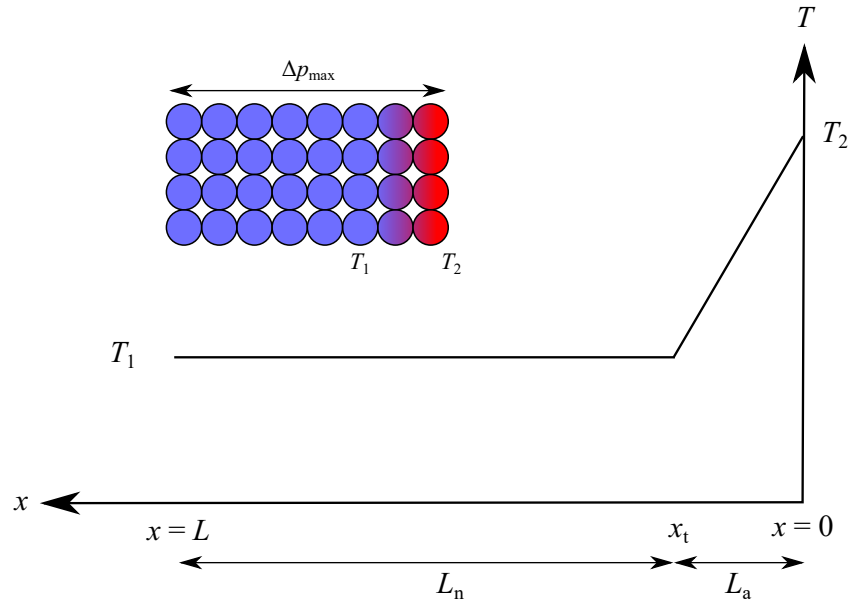


Abbildung 4.5: Modelliertes Temperaturprofil eines granularen Körpers. Das System wird auf einen linearen Temperaturgradienten von T_1 nach T_2 reduziert. Die thermisch aktive Schicht hat die Länge L_a , die nicht-aktive L_n (Koester et al., 2017).

Knudsen-Kompressors aus Gl.4.13 werden beispielhaft für verschiedene theoretische Parameter in Abb.4.6 visualisiert. Für alle Kurven wird ein fester Durchmesser $D_{N_2} = 0.37 \times 10^{-9}$ m des Stickstoffmoleküls angenommen (Hirschfelder et al., 1954). Die Temperatur der kalten Seite T_1 wird konstant auf 300 K gesetzt. Im oberen Diagramm von Abb.4.6 wird bei konstanter Temperatur $T_2 = 400$ K die

4.2 Modell des thermisch induzierten Gasflusses in einem granularen Körper

Druckdifferenz Δp_{\max} über den Umgebungsdruck p für drei verschiedene Radien r_g dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass der Körnungsradius maßgeblich die Position des Druckdifferenzmaximums auf der p -Achse bestimmt. Das Maximum befindet sich für große Körnungen bei niedrigeren, für kleine Körnungen bei höheren Umgebungsdrücken. Die Höhe des Maximums sinkt mit wachsendem Radius drastisch, da der druckinduzierte Rückfluss (Q_p) des Gases immer dominanter gegenüber dem thermischen Kriechen (Q_T) wird.

Im unteren Diagramm der Abb.4.6 werden bei konstant gehaltenem Radius $r_g = 10 \mu\text{m}$ drei verschiedenen Temperaturen T_2 über den Umgebungsdruck aufgetragen. Anders als im obigen Fall befinden sich die Maxima der Kurven bei identischem Umgebungsdruck p . Der absolute Wert des Maximums steigt wie erwartet mit der Temperatur T_2 , der warmen Seite des granularen Körpers.

4.2.3 Massenfluss durch einen granularen Körper

Das am Anfang des Kapitels charakterisierte Kapillarmodell des granularen Körpers ermöglicht die analytische Betrachtung des Gasflusses durch den Körper selbst. Das linear modellierte Temperaturprofil in Abb.4.5 aus Kap.4.2.2 teilt den Körper in eine thermisch aktive Schicht der Länge L_a und eine thermisch nicht-aktive Schicht der Länge L_n ein. Im Gleichgewicht kann dazu das Druckprofil über die Gesamtlänge L des granularen Körpers gemäß Abb.4.7 modelliert werden. In einem granularen Körper der mittleren Körnung r_g beträgt der Massenfluss \dot{M}_1 der thermisch aktiven Schicht mit Gl.4.4

$$\begin{aligned} \dot{M}_1 = & p f_A A [2 (k/m) T]^{-1/2} \\ & \times \left\{ \frac{r_{c,a}}{L_a} \frac{\Delta T}{T} Q_{T,a} - \frac{r_{c,a}}{L_a} \frac{\Delta p}{p} Q_{p,a} \right\}, \end{aligned} \quad (4.14)$$

wobei $r_{c,a}$ der mittlere Kapillarradius und $Q_{T,a}$ bzw. $Q_{p,a}$ die Massenflusskoeffizienten der aktiven Schicht sind. In der thermisch nicht-aktiven Schicht ergibt sich

4.2 Modell des thermisch induzierten Gasflusses in einem granularen Körper

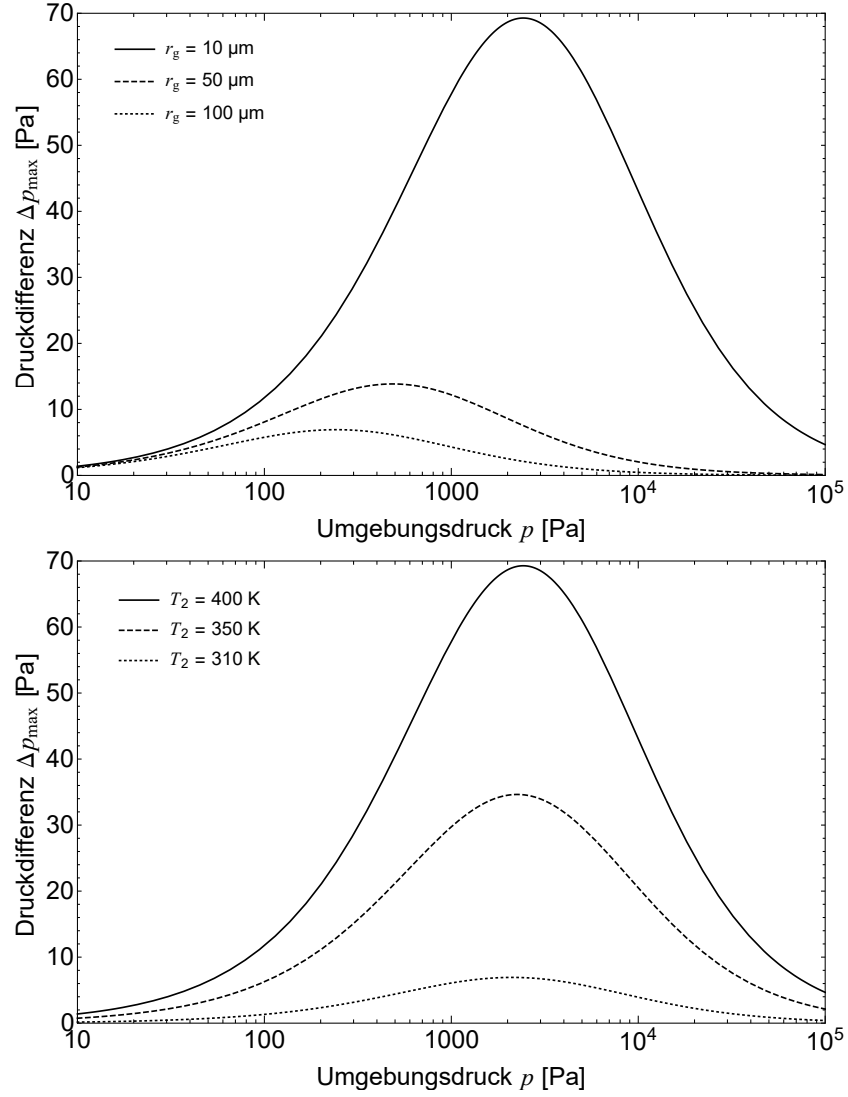


Abbildung 4.6: Grafische Darstellung des auf einen granularen Körper angewandten Knudsen-Kompressors (Gl.4.13) für $T_1 = 300$ K und $D = 0.37 \times 10^{-9}$ m. Oberes Diagramm: Δp_{\max} über p für drei verschiedene Korngrößen $r_g = 10, 50$ und $100 \mu\text{m}$ bei $T_2 = 400$ K. Unteres Diagramm: Δp_{\max} über p für drei verschiedene Temperaturen $T_2 = 310, 350$ und 400 K bei $r_g = 10 \mu\text{m}$.

der Massenfluss \dot{M}_2 durch $\Delta T = 0$ zu

$$\begin{aligned} \dot{M}_2 &= p f_A A [2 (k/m) T_1]^{-1/2} \\ &\times \left\{ \frac{r_{c,n}}{L_n} \frac{\Delta p}{p} Q_{p,n} \right\}, \end{aligned} \quad (4.15)$$

4.2 Modell des thermisch induzierten Gasflusses in einem granularen Körper

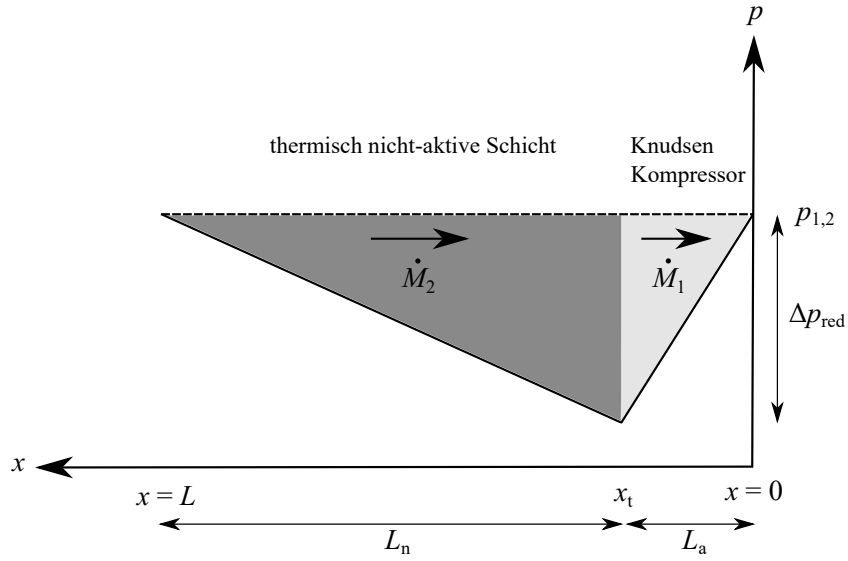


Abbildung 4.7: Druckprofil zwischen warmer Oberfläche ($x = 0$) und kaltem Ende ($x = L$). An beiden Seiten des Körpers herrscht identischer Druck ($p_1 = p_2$). Die Massenflüsse \dot{M}_1 und \dot{M}_2 sind von der thermisch aktiven (Knudsen Kompressor) und nicht-aktiven Schicht abhängig. Für den Massenfluss ist die Druckdifferenz Δp_{red} im Körper an der Position x_t notwendig (Koester et al., 2017).

mit $r_{c,n}$ als mittlerem Kapillarradius und $Q_{p,n}$ als Massenflusskoeffizienten der thermisch nicht-aktiven Schicht. Die Druckdifferenz Δp_{red} zum Umgebungsdruck p an der Position x_t im granularen Körper entsteht durch das Zusammenspiel der Massenflüsse \dot{M}_1 und \dot{M}_2 . Der Massenfluss \dot{M}_1 durch die thermisch nicht-aktive Schicht benötigt einen Druckgradienten als treibenden Mechanismus. Dessen Ausprägung ist wiederum von der Druckdifferenz des Knudsen-Kompressors in der thermisch aktiven Schicht abhängig. Gemäß des Modells werden Druck- und Temperaturgradienten als linear angenommen. Aus der Bedingung, dass im Gleichgewicht die Massenflüsse \dot{M}_1 und \dot{M}_2 identisch sein müssen ($\dot{M}_1 = \dot{M}_2$), lässt sich die Druckdifferenz Δp_{red} analytisch bestimmen:

$$\Delta p_{\text{red}} = \frac{\frac{\Delta T}{T} Q_{T,a} p}{\sqrt{\frac{T}{T_1} \frac{r_{c,n} L_a}{L_n r_{c,a}}} Q_{p,n} + Q_{p,a}}. \quad (4.16)$$

4.3 Aggregatlevitation mit dem granularen Knudsen-Kompressor

Durch Einsetzen von Gl.4.16 in Gl.4.15 kann der thermisch induzierte Massenfluss $\dot{M}_{\text{th}} = \dot{M}_1 = \dot{M}_2$ des Gases durch den granularen Körper wie folgt berechnet werden

$$\dot{M}_{\text{th}} = p f_A A [2 (k/m) T_1]^{-1/2} \times \left\{ \frac{r_{c,n}}{L_n} \frac{\Delta p_{\text{red}}}{p} Q_{p,n} \right\}, \quad (4.17)$$

Für den in diesem Modell definierten granularen Körper, in dem sich die sphärischen Körner in einem primitiven Gitter anordnen (siehe Abb.4.4 in Kap.4.2.1), lässt sich der Anteil f_A der Kapillaroberfläche über den Querschnitt A des Körpers konkret berechnen:

$$f_A = \frac{r_c^2 \pi}{(2 r_g)^2} = 0.135. \quad (4.18)$$

Liegen die Parameter wie Umgebungsdruck, Gasart, Temperaturprofil, Kornradius und Länge des Körpers vor, kann das dargestellte Modell des thermisch induzierten Gasflusses in einem granularen Körper den Massenfluss durch den Körper als auch die maximale Druckdifferenz des Knudsen-Kompressors quantitativ berechnen. Kernstück des Modells ist die mit Gl.4.11 vereinfachte, in der Realität sehr komplexe, Kapillarstruktur eines granularen Körpers. Ein elementarer Bestandteil dieser Arbeit ist die Analyse von Gasströmen in verschiedenen Stäuben, die als granularer Körper betrachtet werden können.

4.3 Aggregatlevitation mit dem granularen Knudsen-Kompressor

Der im vorigen Kap.4.2.2 beschriebene Effekt des granularen Knudsen-Kompressors kann zur Levitation größerer Staubaggregate genutzt werden. Dieses zeigen beispielhaft Jankowski et al. (2012) und Kelling und Wurm (2009) in ihren Studien mit verschiedenen Aggregat-Materialien (z.B. SiO_2 , Basalt, Graphit). Die Levitation erfolgt im mbar Druckbereich durch den Einsatz einer glatten Heizplatte, über der die Aggregate durch thermisch induzierten Gasfluss in der Vertikalen angehoben werden und reibungsfrei schweben. Dabei wird das Aggregat als granularer,

4.3 Aggregatlevitation mit dem granularen Knudsen-Kompressor

mit Poren durchsetzter Staubbkörper betrachtet. Gemäß des Modells des granularen Knudsen-Kompressors werden die Poren durch die modellierte Kapillarstruktur ersetzt. Die mikroskopischen Kapillaren verbinden die Ober- und Unterseite des Aggregats. Das Volumen zwischen Aggregatunterseite und Heizplatte als auch das komplette Volumen über dem Aggregat sind als Äquivalent zum ursprünglichen warmen und kalten isolierten Gasgefäßsystem aus Kap.4.1 zu betrachten. Der Temperaturgradient längs der vertikalen Kapillaren des Aggregats induziert durch das thermische Kriechen der Gasmoleküle einen Gasfluss Richtung Aggregatunterseite (siehe Abb.4.8). Die Stärke des Temperaturgradienten hängt zum einen von der

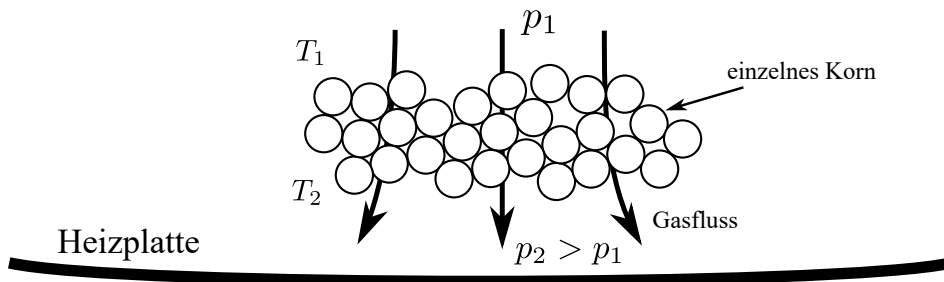


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung der Heizplatte mit levitiertem Staubaggregat und thermisch induziertem Gasfluss. Die Kreise stellen die einzelnen Staubbörner des levitierten Aggregats dar (nach Kelling und Wurm (2009)).

Temperatur der Heizplatte, die die Aggregatunterseite aufwärmt, und zum anderen von der thermischen Leitfähigkeit κ_{agg} des Aggregates ab. Die Aggregatoberfläche wird durch thermisches Strahlen abgekühlt. Im Gleichgewicht zwischen Strahlung und Wärmeleitung gilt nach Kelling und Wurm (2009) für das Aggregat

$$\sigma T_1^4 = \frac{\kappa_{\text{agg}}}{h_{\text{agg}}} (T_2 - T_1), \quad (4.19)$$

wobei σ die Stefan-Boltzmann Konstante und h_{agg} der vertikale Abstand zwischen Ober- und Unterseite des Aggregats ist. T_1 und T_2 sind die Temperaturen der Ober- und Unterseite. Gemäß des Modells des granularen Knudsen-Kompressors (Gl.4.13 in Kap.4.2.2) führt die Temperaturdifferenz $\Delta T = T_2 - T_1$ zu einem Überdruck $p_2 > p_1$ unter dem Aggregat. Auf die Fläche A_{agg} der Aggregatunterseite wirkt durch die maximale Druckdifferenz $\Delta p_{\text{max}} = p_2 - p_1$ die Kraft des Knudsen-

4.3 Aggregatlevitation mit dem granularen Knudsen-Kompressor

Kompressors

$$F_{\text{Kn}} = \Delta p_{\text{max}} A_{\text{agg}}. \quad (4.20)$$

F_{Kn} wirkt der Gravitationskraft $F_g = m_{\text{agg}} g$ entgegen, wobei m_{agg} die Aggregatmasse und g die Gravitationsbeschleunigung ist. Bei ausreichend hohem Druck unter dem Aggregat wird dieses levitiert ($F_{\text{kn}} > F_g$). Durch die Levitationshöhe kommt es zu seitlichen Gasausflüssen unter dem Aggregat, die den Druck p_2 reduzieren. Mit steigender Levitationshöhe steigen auch die seitlichen Gasausflüsse, sodass bei einer bestimmten Druckdifferenz die wirkenden Kräfte im Gleichgewicht sind und das Aggregat in einer gewissen Höhe schweben kann (Kelling und Wurm, 2009).

Die folgende Berechnung analog zu Kelling und Wurm (2009) soll zeigen, dass die Kraft F_{Kn} ausreichend groß ist, um ein Staubaggregat zu levitieren. Die für die Berechnung benutzten Parameter entsprechen den realen Werten aus den Experimenten mit levitierten Quarz-Staubaggregaten im weiteren Verlauf dieser Arbeit (Kap.5.4) und werden in Tab.4.3 zusammengefasst.

T_2	795 K
κ_{agg}	$0.1 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
p	$1.5 \times 10^3 \text{ Pa}$
D_{N_2}	$0.37 \times 10^{-9} \text{ m}$
r_g	$1.7 \times 10^{-6} \text{ m}$
h_{agg}	$0.2 \times 10^{-3} \text{ m}$
A_{agg}	$8.3 \times 10^{-7} \text{ m}^2$
m_{agg}	$2.13 \times 10^{-7} \text{ kg}$

Tabelle 4.3: Experimentelle Parameter aus Kap.5.4 zur Levitation eines SiO_2 Staubaggregats mit dem granularen Knudsen-Kompressor.

Die Temperatur T_2 der Unterseite des Aggregats entspricht der eingestellten Heizplattentemperatur. Gl.4.19 ermöglicht die Berechnung der Temperatur T_1 auf der Oberseite des Aggregats. Für κ_{agg} wird die Wärmeleitfähigkeit von SiO_2 (Presley und Christensen, 1997) bei Umgebungsdruck p eingesetzt. Mit der vertikalen Ausdehnung des Aggregats h_{agg} ergibt sich die Temperatur

$$T_1 = 758 \text{ K}.$$

4.3 Aggregatlevitation mit dem granularen Knudsen-Kompressor

Daraus ergibt sich eine Temperaturdifferenz über die vertikale Ausdehnung $\Delta T = 37$ K und eine mittlere lokale Temperatur $T = 777$ K des Aggregats. Mit dem mittleren Körnungsradius r_g folgt gemäß des Modells des granularen Knudsen-Kompressors (Gl.4.7) eine maximale Druckdifferenz von

$$\Delta p_{\max} = p \frac{\Delta T}{T} \frac{Q_T}{Q_p} = 29.1 \text{ Pa},$$

zwischen Ober- und Unterseite. Aus Gl.4.20 ergibt sich mit der horizontalen Aggregatfläche A_{agg} die durch den granularen Knudsen-Kompressor ausgeübte Kraft:

$$F_{\text{Kn}} = \Delta p_{\max} A_{\text{agg}} = 2.4 \times 10^{-5} \text{ N}.$$

Die Gravitationsbeschleunigung der Erde $g = 9.81 \text{ m s}^{-2}$ und eine Aggregatmasse m_{agg} führen zu der entgegenwirkenden Gravitationskraft

$$F_g = m_{\text{agg}} g = 2.1 \times 10^{-6} \text{ N}.$$

Daraus ergibt sich ein Verhältnis zwischen Kraft des granularen Knudsen-Kompressors und Gravitationskraft von

$$\frac{F_{\text{Kn}}}{F_g} = 11.6 . \quad (4.21)$$

Die Kraft des Knudsen-Kompressors, die das Aggregat über der Heizplatte levitiert, ist um den Faktor 12 größer als die Gravitationskraft. Das Aggregat kann somit bis zu einer begrenzten Höhe schweben, da wie anfangs beschrieben der Druck unter dem Aggregat mit der Levitationshöhe abnimmt.

5 Die Experimente

5.1 Die Staubproben

In den drei Experimenten dieser Arbeit werden ausschließlich granulare Materialien untersucht. Diese Materialien werden in der analytischen Betrachtung als Staubproben und -betten bezeichnet und umfassen zur Differenzierung die in Tab.5.1 gezeigten gesiebten Korngrößen.

Staubprobe	Korngröße
JSC Mars 1A	125 - 250 μm
Basalt	63 - 125 μm
Quarzstaub (SiO_2)	1 - 5 μm

Tabelle 5.1: Gesiebte Korngrößenverteilungen der experimentellen Staubproben.

Im Allgemeinen bestehen Stäube aus kleinen unregelmäßig geformten Partikeln mit trockener, fester Struktur. Bei einer Körnung bis 100 μm wird granulares Material als Staub bezeichnet (Brown und Richards, 1970). An dieser Stelle gilt dies auch für den in Abb.5.1 gezeigten Marsanalog-Staub JSC Mars 1A mit einer Körnung über 100 μm .

Mit dem *MasterSizer 3000* (Malvern Instruments) kann die Größenverteilung der Staubproben gemessen werden. Der Messapparat bedient sich dem Messprinzip der Mie-Streuung, bei dem elektromagnetische Wellen an sphärischen Partikeln gestreut werden. Die Mie-Streuung ist an keine festgelegte Größe der Partikel gebunden und bietet eine gute Methode, die Größe der irregulär geformten Staubkörner als genäherte sphärische Partikel zu bestimmen. Um ein Aggregieren der Körner während der Messung zu unterbinden, werden alle Proben in Wasser dispergiert. Abb.5.2 zeigt die gemessenen Größenverteilungen als Volumenanteil der

5.1 Die Staubproben

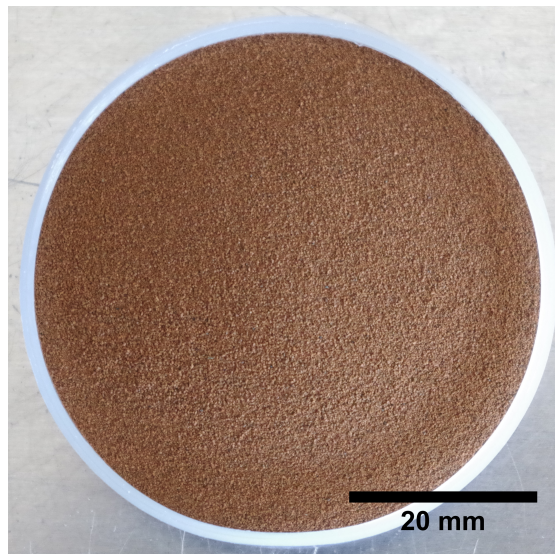


Abbildung 5.1: Foto der untersuchten JSC Mars 1A-Staubprobe.

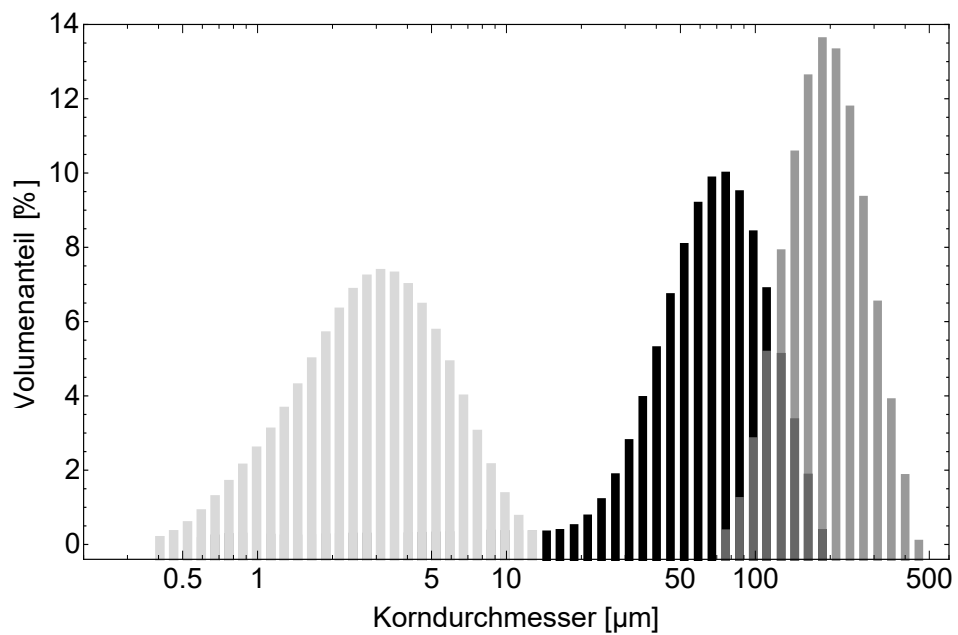


Abbildung 5.2: Größenverteilung der benutzten Staubproben. Hellgrau: 1 - 5 μm SiO_2 ; schwarz: 63 - 125 μm Basalt; grau: 125 - 250 μm JSC 1A Mars (Koester et al., 2017).

5.1 Die Staubproben

Probe. Ein interessanter Parameter für die anschließenden Untersuchungen zum granularen Knudsen-Kompressor und Massenfluss ist der mittlere Kornradius r_{real} der jeweiligen Verteilung in Tab.5.2.

Staubprobe	r_{real}
	[μm]
JSC Mars 1A	101
Basalt	37
Quarzstaub (SiO_2)	1.7

Tabelle 5.2: Mittlerer Kornradius r_{real} der experimentellen Staubproben.

5.2 Der granulare Knudsen-Kompressor

In Kap.4.2 wird ein Modell konstruiert, um den thermisch induzierten Massenfluss in einem granularen Körper analytisch beschreiben zu können. Das Ziel des in diesem Kapitel präsentierten Laborexperiments ist es, dieses Modell mit verschiedenen granularen Materialien zu überprüfen. Als Material werden Staubproben unterschiedlicher Körnung und Zusammensetzung verwendet (siehe Kap.5.1). Der Temperaturgradient über die Staubprobe wird durch die Bestrahlung ihrer Oberfläche induziert. Im Folgenden wird der experimentelle Aufbau beschrieben, mit dem über die Messung des Drucks eine Charakterisierung der Gaseffekte mit ausreichend hoher Präzision realisiert werden kann.

5.2.1 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau ist in Abb.5.3 dargestellt. Zwei Vakuumkammern mit den Volumina V_1 und V_2 sind mit einem U-Rohr (Durchmesser: 40 mm; Länge durch die Mitte des Querschnitts: 204 mm) verbunden. Die Staubproben werden zur Untersuchung in dem U-Rohr positioniert, sodass sie das innere Volumen des Rohres ausfüllen und die Stauboberflächen in den beiden Kammern horizontal ausgerichtet sind. Die in diesem Experiment untersuchten Staubproben sind der Mars Analogstaub JSC Mars 1A, Basaltstaub und Quarzstaub (SiO_2). Die exakte Größenverteilung der drei Staubproben wird in Kap.5.1 aufgezeigt. Wie in Abb.5.3 dargestellt ist, befindet sich in der Kammer mit dem Volumen V_1 eine Halogenlampe, die in ca. 20 cm Entfernung auf die Stauboberfläche ausgerichtet ist. Die Strahlungsintensität der Halogenlampe kann zwischen $100 - 6700 \text{ W m}^{-2}$ eingestellt werden. Die emittierte Strahlung trifft vertikal auf die Stauboberfläche, sodass durch Strahlungsabsorption ein vertikaler Temperaturgradient in der Staubprobe induziert werden kann. Wie bereits in Kap.4.1 aufgezeigt, induziert ein Temperaturgradient in einer Staubprobe durch den Effekt des thermischen Kriechens in dünnen Kapillaren einen Massenfluss, der das Gas aus Kammer V_2 in Richtung der warmen Oberfläche von Kammer V_1 pumpt. Die Drücke p_1 und p_2 in den jeweiligen Kammern können kontinuierlich in Sekundenintervallen für jede Messung über mehrere Stunden aufgezeichnet werden. Jede Messung startet mit

einem identischen Umgebungsdruck in allen Kammern (V_1, V_2, V_3). Ein Gasventil, das die Kammern verbindet, ermöglicht die präzise Einstellung des Drucks. Der Umgebungsdruck kann zwischen 50 Pa und 9000 Pa variiert werden. Das im Verhältnis zu Kammer V_1 und V_2 sehr große Kammervolumen V_3 ist mit V_1 verbunden und ermöglicht, auch während der Messung einen nahezu konstanten Druck auf der warmen Seite der Staubprobe zu realisieren. Die durch den Pumpvorgang hervorgerufene Druckdifferenz des Knudsen-Kompressors ist dadurch deutlich über den Druckabfall auf der kalten Seite der Staubprobe in Kammer V_2 zu beobachten. Die zusätzliche Aufzeichnung der Gastemperaturen T_1 und T_2 in den jeweiligen Kammern dient zur Kontrolle, dass kein Druckeinfluss über Temperaturschwankungen außerhalb des Experiments besteht.

5.2.2 Experimentelle Prozedur

Die Abb.5.4 zeigt beispielhaft den Messzyklus zur Untersuchung einer Staubprobe des in Abb.5.3 dargestellten Aufbaus. Dies ist SiO_2 (Quarzstaub) bei einem Umgebungsdruck von 2000 Pa und einer eingestellten Strahlungsintensität auf der Stauboberfläche von $I = 3300 \text{ W m}^{-2}$. Der Messzyklus ist für jede Staubprobe identisch und in folgende Zeitschritte t unterteilt:

1. $t = 0 \text{ s}$: Der Druck in beiden Kammern wird von Beginn an in Sekundenabständen gemessen. Das Verbindungsventil (siehe Abb.5.3) ist offen und ermöglicht eine präzise Einstellung des identischen Umgebungsdrucks in beiden Kammern. Die Drucksensoren können auf den gleichen Umgebungsdruck kalibriert werden.
2. $t = 125 \text{ s}$: Das Verbindungsventil wird geschlossen, sodass die große und kleine Kammer ausschließlich über das U-Rohr verbunden sind. Die Staubprobe bestimmt somit den Gasaustausch zwischen den Kammern.
3. $t = 250 \text{ s}$: Einschalten der Halogenlampe.
4. $t > 1 \text{ h}$ (nur SiO_2 -Probe): Zur Bestimmung des maximal thermisch induzierten Massenflusses \dot{M}_{max} (siehe Kap.5.2.3) wird das Verbindungsventil in festgelegten Zeitintervallen geöffnet. Ein Druckausgleich findet instantan zwischen den Kammern statt ($p_1 = p_2$). Nach $\sim 1 \text{ min}$ wird das Ventil jeweils

5.2 Der granulare Knudsen-Kompressor

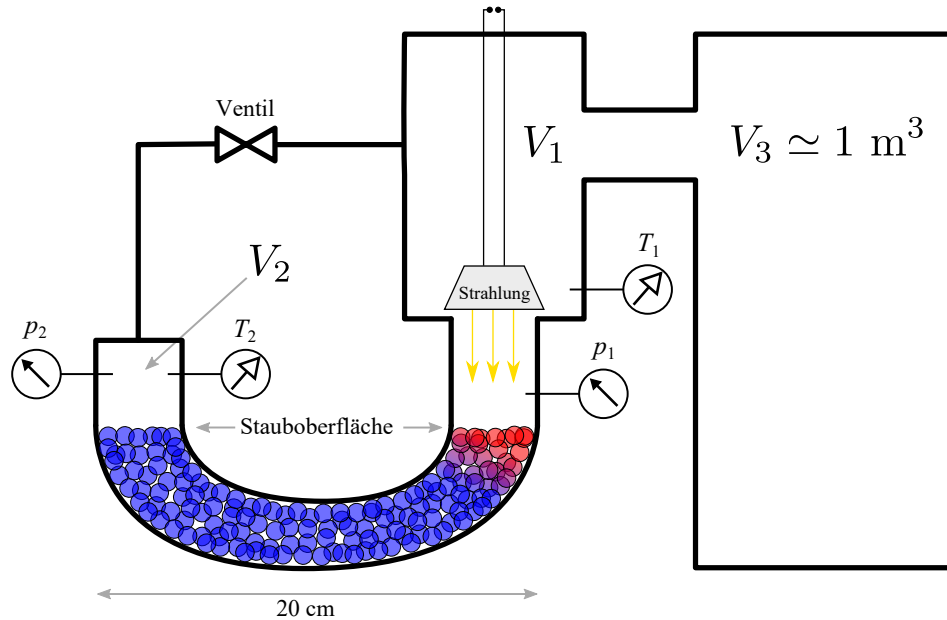


Abbildung 5.3: Schematische Versuchsanordnung zur Messung der thermisch induzierten Gasflusses und des Knudsen-Kompressors. Zwei Kammern mit den Volumina $V_1 \simeq 2 \times 10^{-3} \text{ m}^3$ und $V_2 \simeq 3 \times 10^{-4} \text{ m}^3$ werden durch ein U-Rohr, in dem die Staubprobe präpariert wird, getrennt. Eine Halogenlampe strahlt auf die Oberfläche einer Seite der Staubprobe und induziert einen Temperaturgradienten im Staubbett. Ein großes Kammervolumen V_3 ist mit V_1 verbunden und kompensiert thermische Druckveränderungen. Drucksensoren messen jeweils in beiden Kammern die Drücke p_1 und p_2 , Temperatursensoren die Gastemperaturen T_1 und T_2 . Ein Ventil ist zwischen den Kammern angebracht, um vor jeder Messung den Druck auf ein identisches Niveau anzugleichen (nach Koester et al. (2017)).

5.2 Der granulare Knudsen-Kompressor

geschlossen und die Druckdifferenz zwischen den Kammern stellt sich erneut ein.

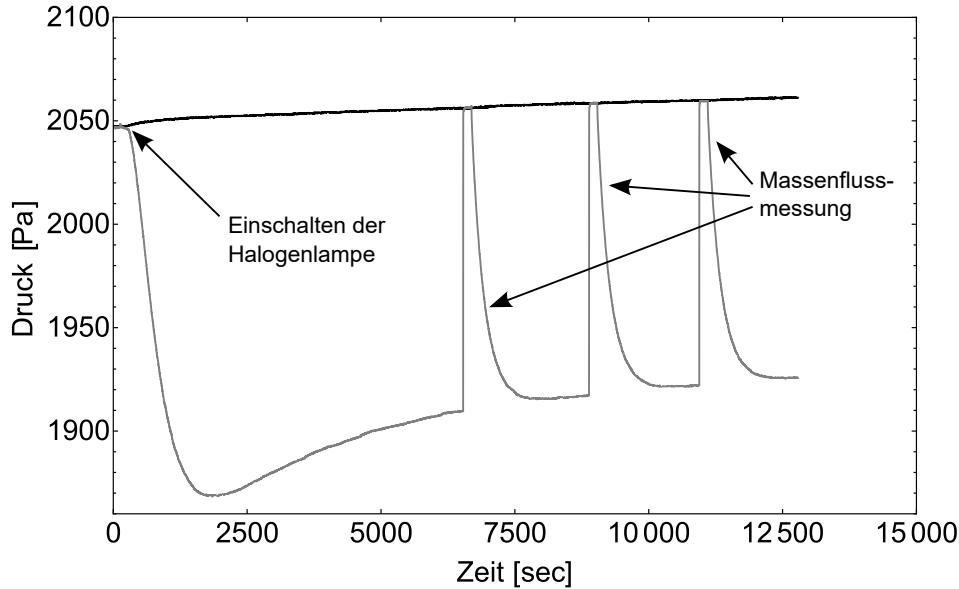


Abbildung 5.4: Exemplarische Druckmessung für die SiO_2 (a)-Probe. Der Umgebungsdruck beträgt 2000 Pa und die Strahlungsintensität $I = 3300 \text{ W m}^{-2}$. Schwarze Kurve: Druck p_1 der großen Kammer ($V_1 + V_3$); graue Kurve: Druck p_2 der kleinen Kammer (V_2). Massenflussmessungen sind im späteren Verlauf von p_2 and den drei Druckspitzen zu erkennen. Die Halogenlampe wird nach 250 s eingeschaltet (Koester et al., 2017).

Abb.5.5 zeigt den Messzyklus der SiO_2 (a)-Probe aus Abb.5.4 als zeitlichen Verlauf der Druckdifferenz $\Delta p = p_1 - p_2$ zwischen den Kammern. Die Messung wird beendet, wenn die Druckdifferenz über längere Zeit konstant bleibt. In dieser Phase der Messung ist das durch die Staubprobe verbundene Kammersystem im Gleichgewicht. Gemäß des präsentierten Messzyklus werden die Druckdifferenzen für JSC Mars 1A, Basalt und SiO_2 für unterschiedliche Umgebungsdrücke aufgenommen. Für SiO_2 wird eine zusätzliche Messreihe, bei der ausschließlich die Strahlungsintensität variiert wird, aufgenommen. Die Staubprobe muss dazu neu präpariert werden. Im Folgenden wird deswegen zwischen der Staubprobe der Messung bei variiertem Umgebungsdruck SiO_2 (a) und variiertem Intensität SiO_2 (b) unterschieden.

5.2 Der granulare Knudsen-Kompressor

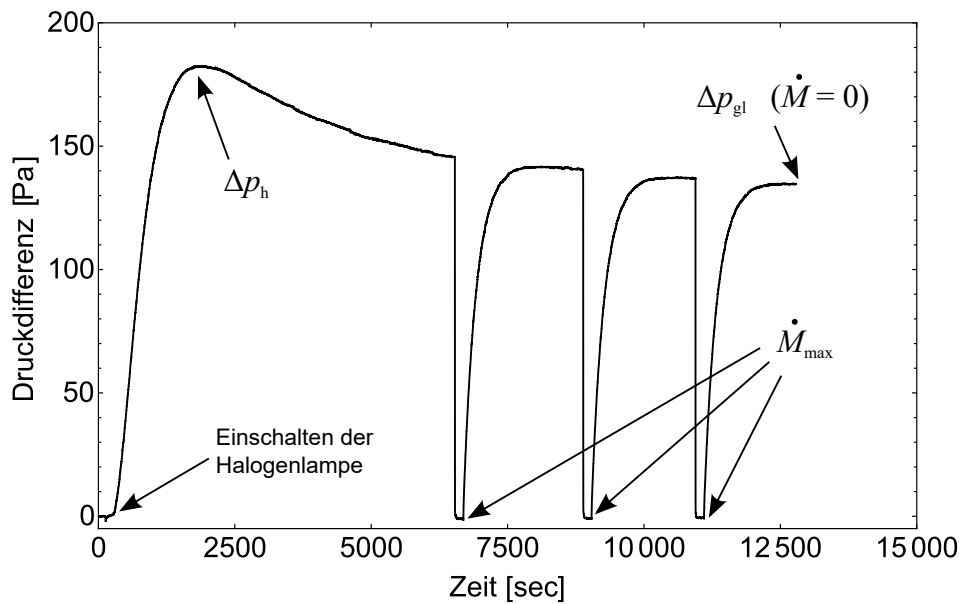


Abbildung 5.5: Exemplarischer Messzyklus als Darstellung des Differenzdrucks ($\Delta p = p_1 - p_2$) für die SiO_2 (a)-Probe. Der Umgebungsdruck beträgt 2000 Pa und die Strahlungsintensität $I = 3300 \text{ W m}^{-2}$ (Koesster et al., 2017).

5.2.3 Ergebnisse

Im Folgenden wird gezeigt, wie die gemessenen Daten ausgewertet und auf das Modell des thermisch induzierten Gasflusses in einem granularen Körper (Kap.4.2) übertragen werden können.

Abb.5.5 zeigt den typischen Verlauf des Differenzdruckes Δp . Nach dem Einschalten der Halogenlampe steigt der Differenzdruck innerhalb der ersten 30 Minuten auf eine höchste Druckdifferenz Δp_h . Die Druckdifferenz sinkt daraufhin sehr langsam (> 1 Stunde) auf ein konstantes Druckniveau Δp_{gl} ab, sodass kein Netto-Massenfluss bzw. Gasfluss mehr zwischen den Kammern vorhanden ist. Der Gleichgewichtszustand für den Massenfluss $\dot{M} = 0$ ist in Kap.4.2.2 theoretisch beschrieben. Er ist darauf zurückzuführen, dass sich thermisches Kriechen und druck-getriebener Rückfluss des Gases durch die Staubprobe ausgleichen.

Für jeden Messzyklus werden die Materialzusammensetzung der Staubprobe, die Größenverteilung der Staubprobe, die Strahlungsintensität oder der Umgebungsdruck variiert. Alle Messkurven haben die gleiche charakteristische Form der in

5.2 Der granulare Knudsen-Kompressor

Abb.5.5 dargestellten Beispielmessung. Aus jeder einzelnen Messkurve (siehe Beschriftung in Abb.5.5) lassen sich folgende Parameter extrahieren:

- Der Gleichgewichtsdruck Δp_{gl} am Ende jeder Messung.
- Die höchste Druckdifferenz Δp_{h} , die sich während einer Messung ausprägt.
- Der maximal thermisch induzierte Massenfluss \dot{M}_{max} . Nachdem die Drücke p_1 und p_2 der Kammern durch Öffnen des Ventils angeglichen werden ($\Delta p = 0$), ermöglicht die Bestimmung der Steigung der Messkurve die Berechnung des Massenflusses. Eine detaillierte Beschreibung folgt in Kap.5.2.3. Das Auflösungsvermögen der Drucksensoren limitiert die Massenflussmessungen auf die SiO_2 -Staubproben.

Die Existenz des Maximalwerts Δp_{h} und das anschließende Absinken der Messkurve stehen nicht in unmittelbarer physikalischer Abhängigkeit zum Phänomen des thermisch induzierten Gasflusses und des Knudsen-Kompressors. Zusätzliche Druckmessungen an der gleichen Versuchsanordnung haben ergeben, dass dieser Effekt dem Ausgasen von Wasserrückständen bzw. der Feuchtigkeit der im Experiment benutzten Luft und Staubprobe geschuldet ist. Das Aufheizen der Staubprobe fördert bei dem im Experiment eingestellten niedrigen Umgebungsdruck die Sublimation von Wasser. Der dadurch steigende Druck auf der warmen Seite erhöht die gemessene Druckdifferenz Δp . Erst nach langen Zeitskalen reduziert sich Δp zu dem Messwert Δp_{gl} , wenn die Staubprobe kein Wasser mehr enthält.

Abb.5.6 zeigt drei Messungen des Differenzdrucks mit der Basaltprobe unter verschiedenen Anfangsbedingungen. Der erste Messzyklus findet unter *normalen* Bedingungen statt. Dabei wird Raumluft in das Vakuumsystem gelassen und der gewünschte Umgebungsdruck eingestellt. Die Druckdifferenz wird dann gemäß der in Kap.5.2.2 beschriebenen experimentellen Prozedur aufgezeichnet (1. Messung in Abb.5.6).

In den sich anschließenden Messungen unter *trockenen* Bedingungen werden die möglichen Wasserrückstände im Experiment sukzessive reduziert. Dazu wird die Staubprobe im Vakuumsystem vor der eigentlichen Messung bei aktiver Vakuumpumpe ausgeheizt. Zusätzlich wird das Vakuumsystem vor der Einstellung des Umgebungsdrucks mit synthetischer Trockenluft geflutet. Diese Prozedur wird vor

5.2 Der granulare Knudsen-Kompressor

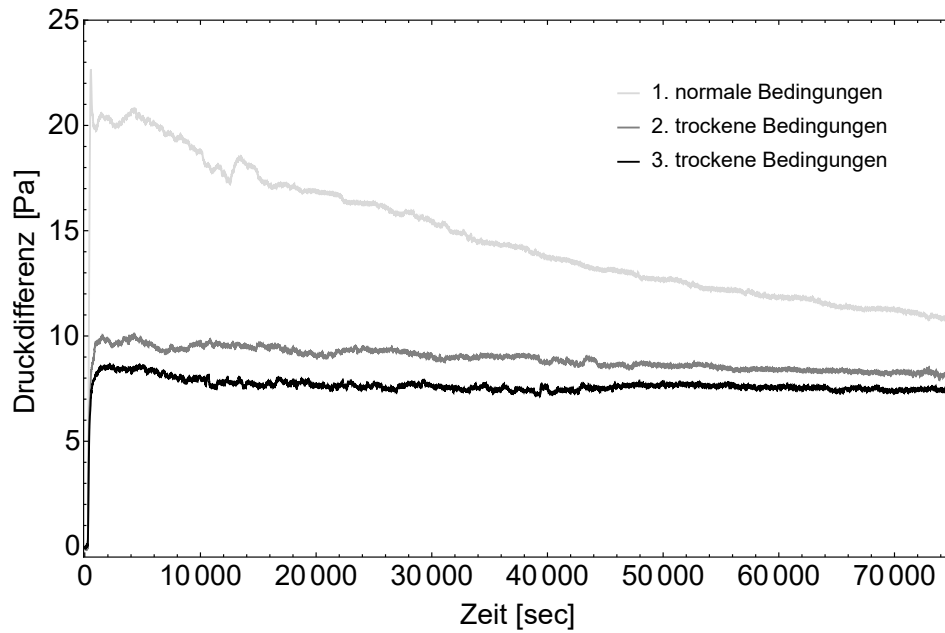


Abbildung 5.6: Druckdifferenz Δp für die Basaltprobe unter *normalen* und *trockenen* Bedingungen; Strahlungsintensität $I = 3300 \text{ W}^{-2}\text{m}$; Umgebungsdruck $p = 100 \text{ Pa}$ (Koester et al., 2017).

jedem neuen Messzyklus wiederholt, sodass erwartet werden kann, dass der Wasseranteil im Experiment immer weiter sinkt. Durch das Ausheizen der Probe bei niedrigem Druck sublimieren enthaltene Wasserrückstände schneller. Die Vakuumpumpe saugt daraufhin das gasförmige Wasser aus dem Vakuumsystem.

Die Messungen unter *trockenen* Bedingungen sind in chronologischer Abfolge mit der 2. und 3. Kurve in Abb.5.6 dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass Δp_h immer weiter reduziert wird, Δp_{gl} hingegen wenig variiert. Geringfügige Unterschiede von Δp_{gl} können mit der zeitlichen Entwicklung des Temperaturgradienten der Staubprobe und mit dem limitierten Auflösungsvermögen der Drucksensoren beschrieben werden. Abb.5.7 in Kap.5.2.3 demonstriert mit dem sternförmigen Datenpunkt, dass Δp_{gl} unter *trockenen* und *normalen* Bedingungen nahezu identisch ist. Weil es zusätzlich wesentlich geringeren zeitlichen Aufwand erfordert, werden alle Messungen unter *normalen* Bedingungen durchgeführt. Δp_h ist im Gegensatz zur Druckdifferenz im Gleichgewicht Δp_{gl} , die für die Charakterisierung des Knudsen-Kompressors von entscheidender Bedeutung ist, ein Artefakt des Expe-

riments und findet in der weiteren Analyse keine Berücksichtigung mehr.

Knudsen-Kompressor-Analyse

Dieses Kapitel bezieht sich auf die Analyse der gemessenen Druckdifferenzen Δp_{gl} . Diese sind essentiell, da sie die Eigenschaften des granularen Knudsen-Kompressors charakterisieren.

Abb.5.7 zeigt die Ergebnisse der Messreihen mit den drei verschiedenen Staubproben. Es ist deutlich zu erkennen, dass Δp_{gl} vom Umgebungsdruck p der jeweiligen Messung abhängig ist. Über die JSC Mars 1A-Probe lässt sich im Gleichgewicht ein maximaler Differenzdruck Δp_{gl} von ~ 9 Pa bei einem Umgebungsdruck von 250 Pa aufbauen. Bei der Basalt- und SiO_2 (a)-Probe können wesentlich höhere Druckdifferenzen erzielt werden. Für Basalt liegt der Wert bei 25 Pa, für SiO_2 (a) bei 374 Pa. Der Werteverlauf der SiO_2 -Messung zeigt die Tendenz, dass das Maximum noch gar nicht erreicht wird. Die Drucksensoren messen einen Umgebungsdruck bis zu 10^4 Pa, zeigen bei der Messreihe mit dem Quarzstaub somit nur einen Ausschnitt der Druckabhängigkeit von Δp_{gl} .

Gemäß des Modells entspricht Δp_{gl} dem maximalen Differenzdruck Δp_{max} der über das Kapillarsystem der Staubprobe im Gleichgewicht aufgebaut werden kann. Aus Gl.4.13 in Kap.4.2.2 ergibt sich ein Differenzdruck von

$$\Delta p_{\text{gl}} = p \frac{\Delta T}{T} \frac{Q_T(r_c)}{Q_p(r_c)}, \quad (5.1)$$

wobei analog zu Gl.4.13 $\Delta T = T_{\text{warm}} - T_{\text{kalt}}$ die Temperaturdifferenz zwischen beleuchteter, warmer Stauboberfläche der Temperatur T_{warm} und kalter Seite der Temperatur $T_{\text{kalt}} = 300$ K am Ende des U-Rohrs ist. $T = (T_{\text{warm}} + T_{\text{kalt}})/2$ ist wiederum die mittlere Temperatur der Staubprobe. Als Umgebungsdruck $p = (p_{\text{warm}} + p_{\text{kalt}})/2$ ist der mittlere Druck zwischen warmer und kalter Kammer mit den Drücken p_{warm} und p_{kalt} definiert. Der Moleküldurchmesser $D_{\text{N}_2} = 0.37 \times 10^{-9}$ m ist näherungsweise für Luft der des Stickstoffmoleküls.

Die Druckdifferenzen aus Abb.5.7 werden mit Gl.5.1 über den Umgebungsdruck gefittet. Die Kurven bestätigen deutlich, dass ein Umgebungsdruck p existiert, bei dem der Knudsen-Kompressor am effektivsten ist bzw. die höchste Kompression

5.2 Der granulare Knudsen-Kompressor

aufweist. Die JSC Mars 1A- als auch die Basalt-Probe zeigen eine ähnliche Umgebungsdruckabhängigkeit, bei SiO_2 (a) ist die Effizienz des Knudsen-Kompressors bei relativ hohen Umgebungsdrücken am größten. Dies deckt sich sehr gut mit dem eingeführten Modell des granularen Knudsen-Kompressors, das eine explizite Abhängigkeit zwischen Korndurchmesser und Position des Effektivitätsmaximums aufzeigt (siehe Kap.4.2.2). Daraus ergibt sich, dass das Fit-Maximum aus der SiO_2 (a)-Messreihe aufgrund des sehr kleinen Korndurchmessers im Vergleich zur JSC- und Basalt-Probe bei einem deutlich höheren Umgebungsdruck p liegt (Abb.5.7).

Die Höhen der Maxima der JSC- und Basalt-Probe unterscheiden sich deutlich. Im Wesentlichen sind zwei Mechanismen dafür verantwortlich. Zum einen unterscheiden sich Staubproben unterschiedlicher Zusammensetzung und Körnung in der Absorptionscharakteristik und den thermischen Eigenschaften (Kocifaj et al., 2010). Dadurch werden unterschiedliche absolute Temperaturen auf der Stauboberfläche als auch ein verändertes Temperaturprofil in der Staubprobe induziert. Niedrigere Oberflächentemperaturen bedingen einen deutlichen Abfall der maximal zu realisierenden Druckdifferenz. Zum anderen können gemäß des Modells über kleinere Kornradien wesentlich höhere Druckdifferenzen aufgebaut werden, wie es auch der Vergleich mit den Absolutwerten der SiO_2 -Probe deutlich zeigt. Bei allen in Abb.5.7 dargestellten Ergebnissen wird die Stauboberfläche mit der identischen Strahlungsintensität von 3300 W m^{-2} beleuchtet. Das Verhältnis zwischen der höchsten gemessenen Druckdifferenz der Messreihen zum Umgebungsdruck p beträgt für JSC Mars 1A 1.6 %, für Basalt 2.6 % und für SiO_2 1.8 %.

Zur Analyse der Temperaturabhängigkeit des Knudsen-Kompressors wird der Differenzdruck Δp_{gl} in Abhängigkeit der Strahlungsintensität I bei einer weiteren Quarz-Probe (SiO_2 (b)) gemessen. Die Quarz-Probe bietet sich aufgrund der sehr hohen Absolutwerte für Δp_{gl} aus der vorangegangenen Messreihe (siehe Abb.5.7) für eine Analyse der Intensitätsabhängigkeit an. Für kleinere Strahlungsintensitäten können noch ausreichend große Druckdifferenzen über dem Auflösungslimit gemessen werden. Abb.5.8 zeigt die gemessenen Druckdifferenzen Δp_{gl} bei verschiedenen Strahlungsintensitäten und konstantem Umgebungsdruck von 9000 Pa. Wie an den Messwerten zu erkennen ist, steigt Δp_{gl} erwartungsgemäß mit steigender Strahlungsintensität I .

5.2 Der granulare Knudsen-Kompressor

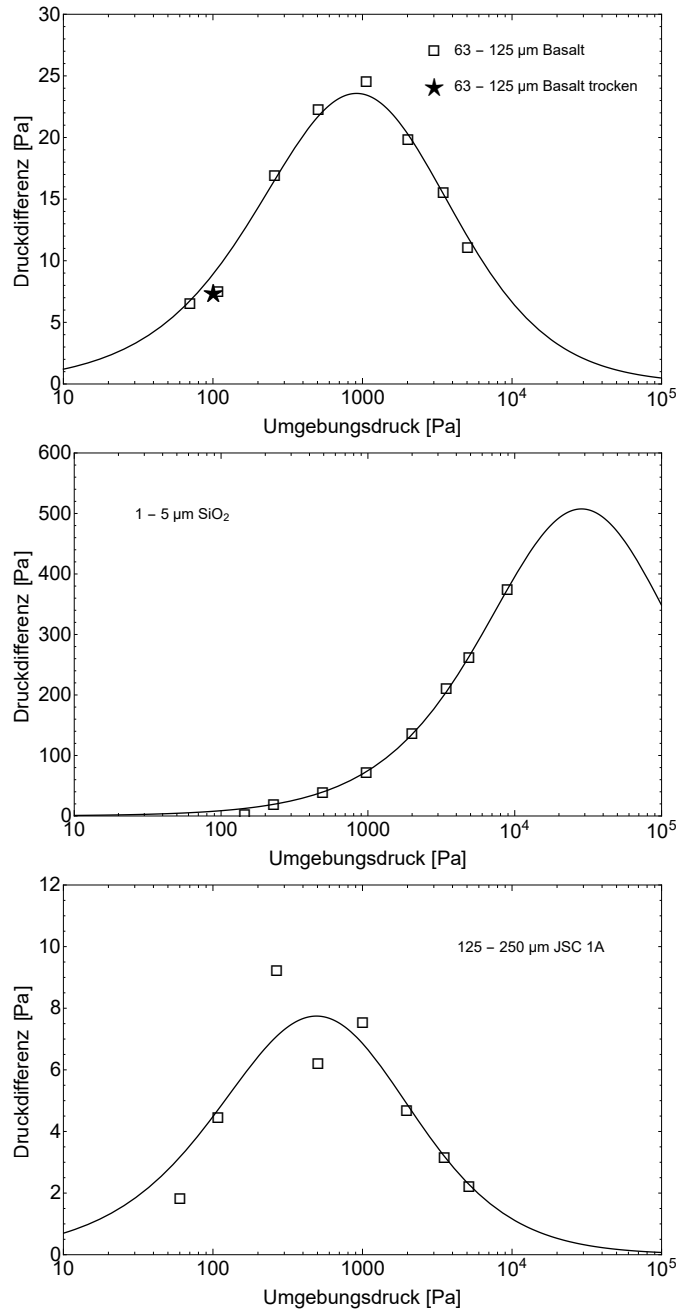


Abbildung 5.7: Druckdifferenzen Δp_{gl} über Umgebungsdruck p ; Oben: Basalt-Probe; Mitte: SiO₂ (a)-Probe; Unten: JSC Mars 1A-Probe. Die Strahlungsintensität auf der Stauboberfläche ist 3300 W m^{-2} . Die Daten der Messreihen werden mit Gl.5.1 gefittet (schwarze Kurven). Alle freien Fit-Parameter werden in Tab.5.3 dargestellt (Koester et al., 2017).

5.2 Der granulare Knudsen-Kompressor

Auch diese Messreihe soll im Folgenden mit dem Modell des granularen Knudsen-Kompressors analysiert werden. Dazu wird die Strahlungsintensität I , mit der die Stauboberfläche bestrahlt wird, in eine gleichwertige Oberflächentemperatur T_{warm} umgerechnet: Im Grobvakuum hat die verwendete SiO_2 -Probe eine sehr niedrige Wärmeleitfähigkeit von $\sim 0.1 \text{ W (m K)}^{-1}$ (Presley und Christensen, 1997). Die Temperatur ihrer Stauboberfläche wird dadurch zum wesentlichen Teil durch Strahlungsabsorption und Emission bestimmt. Mit dem Stefan-Boltzmann-Gesetz

$$c_1 I = \sigma \left(T_{\text{warm}}^4 - T_{\text{kalt}}^4 \right), \quad (5.2)$$

lässt sich ein funktioneller Zusammenhang zwischen Oberflächentemperatur T_{warm} und Strahlungsintensität I herstellen. T_{kalt} entspricht gemäß des Knudsen-Kompressors der Temperatur der kalten Staubseite, die an dieser Stelle mit der Umgebungstemperatur abseits der Staubprobe gleichgesetzt wird. Die Konstante c_1 quantifiziert den Anteil der Strahlung, der durch die Staubprobe absorbiert und emittiert wird. $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ ist die Stefan-Boltzmann-Konstante. Durch die Umstellung von Gl.5.2 ergibt sich für die Temperatur T_{warm} der bestrahlten Stauboberfläche

$$T_{\text{warm}} = \left(\frac{I c_1}{\sigma} + T_{\text{kalt}}^4 \right)^{1/4}. \quad (5.3)$$

T_{warm} kann als Parameter in Gl.5.1 eingesetzt werden. Mit dem analytischen Zusammenhang zwischen Δp_{gl} und der Strahlungsintensität I werden die gemessenen Druckdifferenzen bei verschiedenen Intensitäten gefittet (Abb.5.8; schwarze Kurve). An dieser Stelle sei wiederum angemerkt, dass diese Messreihe aus experimentellen Gründen mit einer neu präparierten Quarzprobe (SiO_2 (b)) durchgeführt werden muss. Durch eine geringere Kompression während der Präparation weist die Probe im Vergleich zur SiO_2 (a)-Probe, die zur Untersuchung der Druckdifferenz bei verschiedenen Umgebungsdrücken benutzt wird, qualitativ eine höhere Porosität auf. Die freien Fit-Parameter T_{warm} , r_g und c_1 des Modells aus den Fit-Funktionen (Gl.5.1) werden in Tab.5.3 aufgelistet. r_{real} ist der gemessene mittlere Kornradius der jeweiligen Verteilung (siehe Abb.5.2 in Kap.5.1). Es wird gezeigt, dass r_g als modellierter Parameter des granularen Knudsen-Kompressors näher-

5.2 Der granulare Knudsen-Kompressor

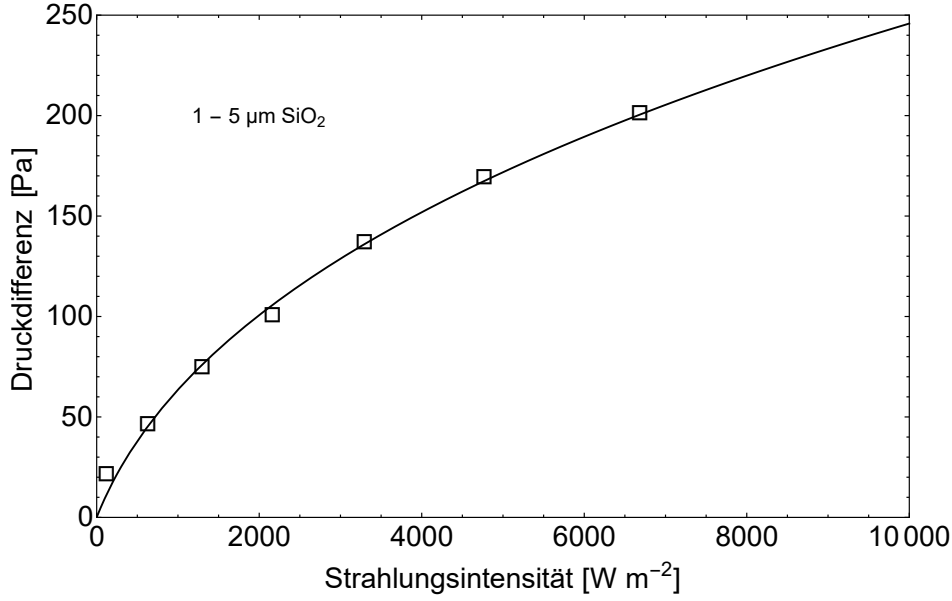


Abbildung 5.8: Druckdifferenz Δp_{gl} über Strahlungsintensität I der SiO_2 (b)-Probe. Der Umgebungsdruck ist 9000 Pa. Die Daten werden mit Gl.5.1 gefittet (schwarze Kurve). Alle freien Fit-Parameter werden in Tab.5.3 dargestellt (Koester et al., 2017).

rungsweise dem realen Kornradius r_{real} entspricht.

Probe	Abbildung	T_{warm} [K]	r_{real} [μm]	r_g [μm]	c_1
JSC 1A	5.7; Unten	351	101	46	-
Basalt	5.7; Oben	389	37	26	-
SiO_2 (a)	5.7; Mitte	359	1.7	0.8	-
SiO_2 (b)	5.8	-	1.7	9.5	1.4

Tabelle 5.3: Auflistung der freien Fit-Parameter T_{warm} , r_g und c_1 aus Gl.5.1 für die jeweilige Probe. r_{real} beschreibt den mittleren Kornradius der gemessenen Größenverteilungen in Abb.5.2.

Ein deutlicher Unterschied besteht zwischen den berechneten Korngrößen r_g der Quarz-Proben SiO_2 (a) und (b). Wie ursprünglich angemerkt kann dies mit der unterschiedlichen, präparationsbedingten Porosität der Proben in Zusammenhang stehen. Das zu Grunde liegende Modell charakterisiert die Kapillaren ausschließlich über den mittleren Kornradius r_g in einem kubisch primitiven Gitter (siehe

5.2 Der granulare Knudsen-Kompressor

Kap.4.2.1). Die Porosität Φ entspricht der des Gitters und hat unabhängig von der Korngröße einen konstanten Wert von 48 %. Die Porositäten der benutzten Staubproben werden in dieser Studie nicht explizit gemessen. Tendenziell neigt Staub mit relativ großer Körnung, wie die in diesem Experiment benutzten Basalt und JSC, zu einer niedrigen Porosität, die näherungsweise der des Modells entspricht. Beispielfhaft benutzen Jankowski et al. (2012) eine Porosität von 54 % für die verwendeten Basaltproben. Dem untersuchten Quarzstaub ist hingegen durch seine wenige μm -große Körnung mit hoher Kohäsion keine einheitliche Porosität zuzuweisen. Die Porosität hängt hier maßgeblich von der Präparation und vor allem von der Kompression der Probe ab. Meisner et al. (2013) zeigen dazu in ihren Untersuchungen, dass das Bestreuen einer Oberfläche mit SiO_2 bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten eine Schwankung der Porosität zwischen 85 % und 60 % verursacht. Niedrigere Porositäten bis zu 50 % sind mit hoher manueller Kompression zu erreichen (Meisner et al., 2012). Dieser Wert ist vergleichbar mit dem, der für die hier untersuchten Proben anzunehmen ist.

Letztendlich können die Ergebnisse und Abweichungen für r_g aus den Fit-Funktionen mit der Porosität der jeweiligen Probe erklärt werden. Die Proben SiO_2 (a) und (b) unterscheiden sich um den Faktor 10 in dem modellspezifischen Kornradius r_g . Unter Einbezug des granularen Modells steigt der ermittelte mittlere Kornradius r_g mit der realen Porosität der analysierten Probe. Die Poren bzw. Kapillaren wachsen mit der Porosität des Körpers. Ein quantitativer Zusammenhang zwischen Φ und r_g wird in dieser Arbeit nicht hergestellt, würde jedoch in zukünftigen Studien zu einer präziseren Anwendung des Modells führen.

Die thermischen Modellparameter T_{warm} als Temperatur der Stauboberfläche auf der beleuchteten Seite und die Konstante c_1 der Messreihe mit variierter Intensität (siehe Tab.5.3) können in der gewählten Versuchsanordnung nicht aktiv während des Messzyklus gemessen werden. Eine Thermografieuntersuchung der Stauboberflächen zeigt jedoch, dass sich die Modellparameter mit real anzunehmenden Temperaturen vergleichen lassen.

Entgegen der Erwartung ist c_1 größer als eins. Dies deutet darauf hin, dass die Strahlungsintensität auf der Stauboberfläche unterschätzt wird. Eine Ursache kann sein, dass neben der direkten Strahlung der Halogenlampe auch Sekundärstrahlung von Kammerwänden des Vakuumsystems auf die Stauboberfläche trifft und zu

einer erhöhten effektiven Intensität führt.

Der komplette Parametersatz der Messungen des Differenzdrucks ist in Tab.5.6 im folgenden Kap.5.2.3 zusammen mit den Ergebnissen der Massenflussmessungen dargestellt.

Massenfluss-Analyse

In diesem Kapitel wird der thermisch induzierte Massenfluss \dot{M}_{\max} durch eine granulare Probe analysiert. Wie bereits in Kap.5.2.2 beschrieben werden dazu die SiO₂-Proben benutzt. Durch das Auftreten relativ hoher Druckdifferenzen können auch die Massenflüsse mit der nötigen Präzision gemessen werden.

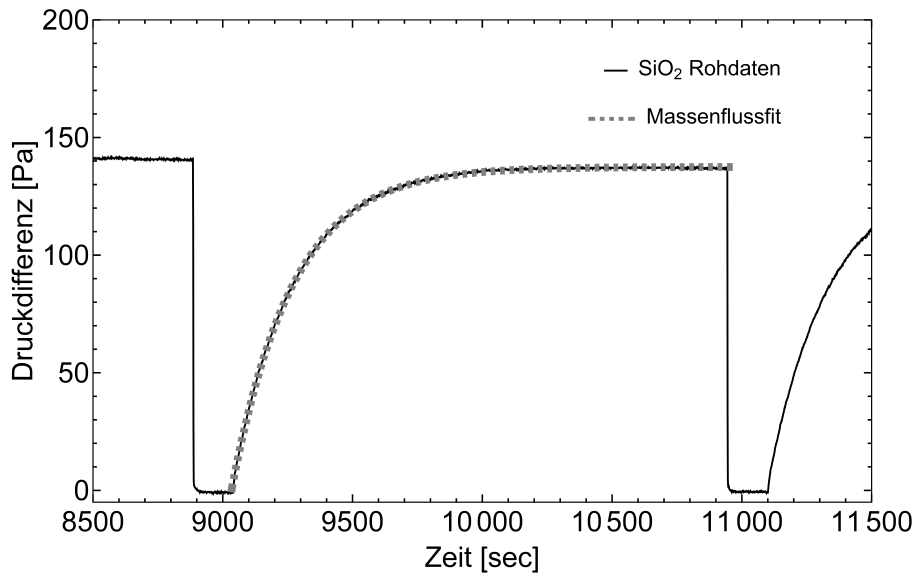


Abbildung 5.9: Methodik zur Messung des Massenflusses in einem Messzyklus. Die Messwerte werden mit einer Exponentialfunktion gefittet, um den maximalen Massenfluss \dot{M}_{\max} an der Position $\Delta p = 0$ zu bestimmen (Koester et al., 2017).

Am Ende der Messzyklen werden beide Kammern mehrfach durch das Vakuumventil verbunden und anschließend wieder getrennt. Die Verbindung und Trennung erfolgt, wenn sich der Gleichgewichtsdruck Δp_{gl} eingestellt hat. Abb.5.9 zeigt beispielhaft den Kurvenverlauf einer Massenflussmessung. Beide Kammern haben nach Öffnung des Ventils den identischen Druck. Durch die Ventilschließung kann

5.2 Der granulare Knudsen-Kompressor

der thermisch induzierte Massenfluss in Richtung warmer Stauboberfläche anhand der zeitlichen Veränderung des Differenzdruckes Δp zwischen den Kammern indirekt beobachtet werden. Der Massenfluss \dot{M}_{\max} (siehe Abb.5.9) in Richtung warmer Stauboberfläche ist maximal für $\Delta p = 0$ und wird somit ausschließlich durch den thermischen Gradienten im Staub induziert. Mit der thermischen Zustandsgleichung idealer Gase

$$N = \frac{pV}{k T_{\text{Gas}}}, \quad (5.4)$$

lässt sich die Anzahl N der Gasmoleküle in einer Kammer des Volumens V , mit einer Gastemperatur T_{Gas} und dem Gasdruck p abschätzen. Aus Gl.5.4 folgt für die zeitliche Veränderung des Druckes im Volumen V die zeitliche Veränderung der Anzahl der Gasmoleküle \dot{N} bzw. der Molekülflussrate aus dem Volumen V_2

$$\dot{N} = \frac{d}{dt} \frac{\Delta p V_2}{k T_{\text{Gas}}}. \quad (5.5)$$

Das betrachtete Volumen ist die kleine Vakuumkammer an der kalten Staubseite mit dem Volumen V_2 . Dieses Volumen ermöglicht, auch bei sehr kleinen Massenflüssen eine signifikante Druckverringerung zu beobachten. Die Druckverringerung ist durch den nahezu unveränderten Druck in der großen Kammer identisch mit dem Anstieg der Druckdifferenz Δp . Der Massenfluss pro Fläche \dot{M}/A aus der kleinen Kammer und der Massenfluss durch die gesamte Probe sind gleich. Die Multiplikation von Gl.5.5 mit der Molekülmasse m des Gases und die Division mit der Querschnittsfläche A der Stauboberfläche führen zu

$$\frac{\dot{M}}{A} = \frac{d}{dt} \frac{\Delta p V_2 m}{k T_{\text{Gas}} A}. \quad (5.6)$$

Die Druckdifferenz Δp aus Gl.5.6 verändert sich mit der Zeit t , wenn beide Kammern über das Vakuumventil getrennt werden und die Knudsen-Pumpe eine steigende Druckdifferenz einstellt. Zur analytischen Betrachtung der Druckdifferenz werden die Messwerte der Kurve im Anstieg gemäß Abb.5.9 mit einer Exponentialfunktion gefittet (grau gestrichelte Kurve). Für die Fit-Funktion $\Delta p(t)$ folgt

$$\Delta p(t) = a - b \exp(-ct), \quad (5.7)$$

5.2 Der granulare Knudsen-Kompressor

wobei a , b und c freie Fit-Parameter sind. Der maximale Massenfluss $\dot{M}_{\max} = \dot{M}/A$ wird durch Gl.5.7 and der Stelle $\Delta p = 0$ berechnet.

In Tab.5.4 sind die Parameter aufgelistet, die zur Berechnung des Massenflusses in Gl.5.6 eingesetzt werden. Als Molekülmasse m wird näherungsweise die für Stickstoff verwendet. Abb.5.10 zeigt die Ergebnisse der Massenflussmessung mit der SiO₂ (a)-Probe. Massenflussmessungen werden auch mit der SiO₂ (b) durchgeführt. Die daraus resultierenden Ergebnisse bei verschiedenen Strahlungsintensitäten werden in Abb.5.11 dargestellt.

m	$4.65 \times 10^{-26} \text{ kg}$
T_{Gas}	300 K
A	$1.26 \times 10^{-3} \text{ m}^2$
V_2	$2.96 \times 10^{-4} \text{ m}^3$

Tabelle 5.4: Parameter zur Berechnung des Massenflusses mit Gl.5.6.

Die SiO₂ (a)-Probe ermöglicht unter der Beleuchtungsintensität von 3300 W m^{-2} einen maximalen Massenfluss von $5.4 \times 10^{-6} \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-2}$ bei einem Umgebungsdruck $p = 9000 \text{ Pa}$. Bei der SiO₂ (b)-Probe sind die Massenflüsse niedriger. Der berechnete Massenfluss beträgt bei identischem Umgebungsdruck und der gleichen Intensität nur $3.5 \times 10^{-6} \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-2}$.

Das in Kap.4.2 dargestellte Modell zur Beschreibung des thermisch induzierten Gasflusses in einem granularen Körper wird zur analytischen Betrachtung der gemessenen Massenflüsse verwendet. Besonderer Fokus liegt dabei auf Gl.4.17 in Kap.4.2.3, die gemäß des Modells den Massenfluss \dot{M}_{th} durch einen granularen Körper beschreibt. Unter Einbezug der Staubproben-Parameter und der Gasart Stickstoff ergibt sich mit Gl.4.17 folgende Funktion für den Massenfluss \dot{M}_{th}/A durch die SiO₂-Proben:

$$\frac{\dot{M}_{\text{th}}}{A} = p f_A [2 (k/m) T_{\text{kalt}}]^{-1/2} \times \left\{ \frac{r_{\text{c,n}}}{L_{\text{n}}} \frac{\Delta p_{\text{red}}}{p} Q_{p,\text{n}} \right\}. \quad (5.8)$$

Alle Parameter des Modells werden in Kap.4.2 aufgezeigt. Zur besseren Übersicht werden die elementaren Größen aus Gl.5.8 in Tab.5.5 aufgelistet.

5.2 Der granulare Knudsen-Kompressor

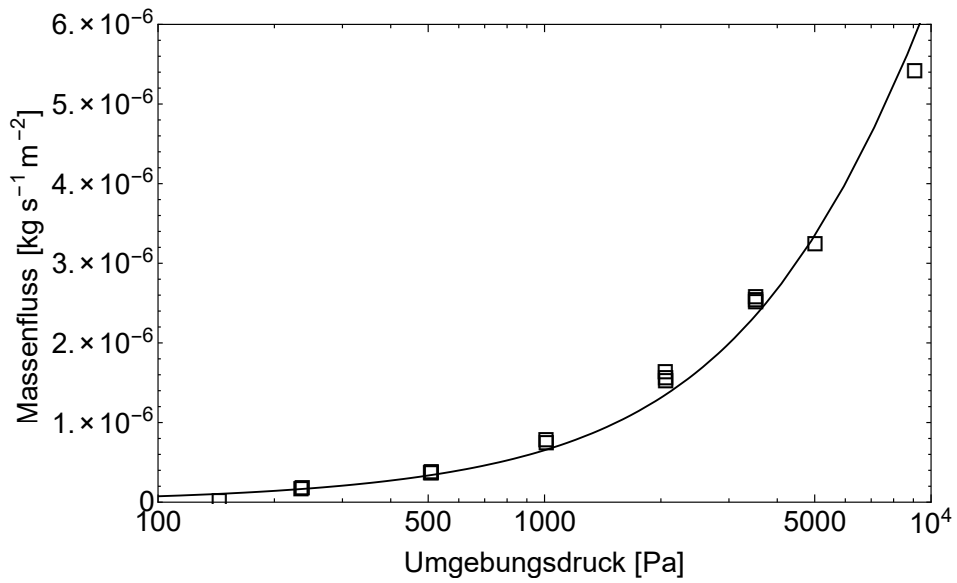


Abbildung 5.10: Massenfluss durch die SiO₂ (a)-Staubprobe bei verschiedenen Umgebungsdrücken. Die Fit-Funktion Gl.5.8 des Modells fittet die Daten (schwarze Kurve) (Koester et al., 2017).

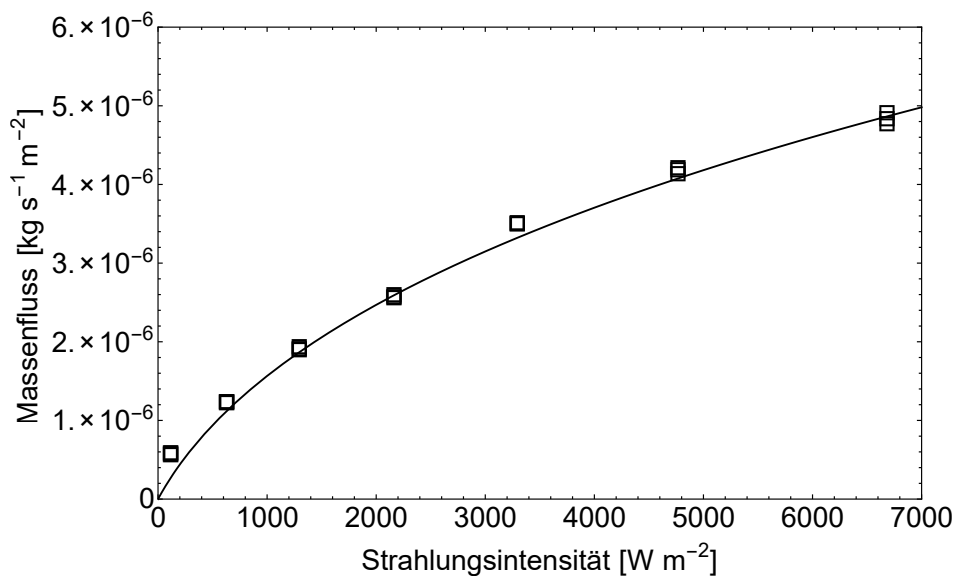


Abbildung 5.11: Massenfluss durch die SiO₂ (b)-Staubprobe bei verschiedenen Bestrahlungsintensitäten. Die Fit-Funktion Gl.5.8 des Modells fittet die Daten (schwarze Kurve) (Koester et al., 2017).

5.2 Der granulare Knudsen-Kompressor

T_{warm}	Temperatur; warme Stauboberfläche
T_{kalt}	Temperatur; kalte Stauboberfläche
L_{a}	Kapillarlänge; aktive Staubschicht
L_{n}	Kapillarlänge; nicht-aktive Staubschicht
$r_{\text{g,a}}$	mittlerer Kornradius; aktive Staubschicht
$r_{\text{g,n}}$	mittlerer Kornradius; nicht-aktive Staubschicht
c_1	Strahlungskonstante
$r_{\text{c,a}}$	mittlerer Kapillarradius; aktive Staubschicht
$r_{\text{c,n}}$	mittlerer Kapillarradius; nicht-aktive Staubschicht

Tabelle 5.5: Elementare Parameter des Massenflussmodells aus Gl.5.8.

Gl.5.8 wird als Fit-Funktion auf die gemessenen Massenflusswerte in Abb.5.10 und Abb.5.11 angewandt (schwarze Kurven). Die Parameter T_{warm} , c_1 und $r_{\text{g,a}} = r_{\text{g}}$ der SiO_2 -Proben werden in den Untersuchungen des Knudsen-Kompressors (Kap.5.2.3; Tab.5.3) bestimmt und als Konstanten in die Fit-Funktion eingesetzt.

Als freie Fit-Parameter bleiben zum einen die Kapillarlänge L_{a} und L_{n} und zum anderen der mittlere Kornradius der thermisch inaktiven Schicht $r_{\text{g,n}}$. Gemäß des Modells wird zwischen den Kornradien der aktiven Schicht $r_{\text{g,a}}$ und inaktiven Schicht $r_{\text{g,n}}$ differenziert, obwohl es sich um die identische Staubprobe handelt. Der Grund für diese Differenzierung ist, dass sich während der Präparation der Staubprobe keine homogene Kompaktierung der einzelnen Staubkörner realisieren lässt. Die hier verwendeten SiO_2 -Körner in der μm -Größenordnung neigen dazu, aneinander haften zu bleiben und wesentlich größere Agglomerate zu bilden, die die modellspezifische Porosität deutlich verändern können. Auch Risse zwischen den sich anordnenden Staublagen haben einen großen Einfluss auf den berechneten mittleren Kapillarradius r_{c} und können diesen im Extremfall deutlich erhöhen.

5.2 Der granulare Knudsen-Kompressor

Probe	p [Pa]	I [W m ⁻²]	T_{warm} [K]	r_{real} [μm]	r_g [μm]	c_1
JSC 1A	50 - 5000	3300	351	101	46	-
Basalt	50 - 5000	3300	389	37	26	-
SiO ₂ (a)	100 - 9000	3300	359	1.7	0.8	-
SiO ₂ (b)	9000	100 - 6700	-	1.7	9.5	1.4

Probe	Δp_{peak} [Pa]	p_{peak} [Pa]	λ_{peak} [μm]	L_a [mm]	L_n [mm]	$r_{g,n}$ [μm]
JSC 1A	8	493	14.99	-	-	-
Basalt	24	913	8.56	-	-	-
SiO ₂ (a)	508	28500	0.26	5	151	9.6
SiO ₂ (b)	-	-	-	7	153	8.2

Tabelle 5.6: Parameter der Differenzdruck- und Massenflussmessungen. Δp_{peak} und p_{peak} beschreiben die Positionen der Fit-Maxima in Abb.5.7. λ_{peak} ist die freie Weglänge der Gasmoleküle beim Umgebungsdruck p_{peak} . Die Kapillarlängen L_a und L_n und der mittlere Kornradius $r_{g,n}$ sind die freien Fit-Parameter aus Gl.5.8.

Alle essentiellen Parameter der Fit-Funktionen sind in Tab.5.6 dargestellt. Die benutzten SiO₂-Proben weisen präparationsbedingt unterschiedliche Porositäten auf. Wie bereits in Kap.5.2.3 aufgezeigt wird, unterscheiden sich die mittleren Kornradien $r_{g,a}$ der thermisch aktiven Schicht um den Faktor 10. Dies lässt auf eine kleinere bzw. größere Kompaktierung der thermisch aktiven Schicht schließen. Auch können größere Brüche und Spalten in dieser Schicht zu einem deutlich größeren Kornradius führen. Gleiches gilt für den mittleren Kornradius $r_{g,n}$ der thermisch nicht-aktiven Schicht. Abb.5.12 demonstriert als Analogie zum Experiment, wie sich der verwendete SiO₂-Staub in einem Rohr verhält. Das Rohr wird von der rechten Seite befüllt und anschließend weiter von rechts komprimiert. Im Gegensatz zu den Staubschichten unter der Oberfläche auf der rechten Seite, die eine niedrige Porosität aufweisen, sind die linken Staubschichten mit größeren Rissen und Hohlräumen durchzogen. Mit dieser Beobachtung lässt sich begründen, dass eine Differenzierung zwischen den Korngrößen der aktiven und nicht-aktiven Staubschichten sinnvoll ist.

Die ermittelten Kapillarlängen L_a sind mit wenigen mm nahezu identisch. Koci-faj et al. (2011) zeigen in ihrer theoretischen Analyse des Temperaturprofils eines

5.2 Der granulare Knudsen-Kompressor



Abbildung 5.12: Das Bild zeigt ein mit SiO_2 -Staub befülltes Glasrohr. Das Glasrohr wird durch die Öffnung auf der rechten Seite befüllt und in Richtung linker Seite komprimiert. Auf der linken Seite sind größere Risse und Hohlräume in der Probe zu erkennen.

porösen Staubbetts, dass der vertikale Temperaturgradient in der beleuchteten Oberfläche bis zu einer Tiefe von wenigen mm besonders groß ist. Dies ist im Einklang mit den hier berechneten thermisch aktiven Kapillarlängen L_a , welche die Tiefe der thermischen Schicht beschreiben. Die Länge der thermisch inaktiven Kapillaren L_n ist erwartungsgemäß deutlich größer als die der aktiven. Aus dem Modell ergibt die Addition beider Kapillarlängen die komplette Länge L der Staubprobe. Diese entspricht bei beiden verwendeten Staubproben näherungsweise der realen Länge des mit Staub gefüllten Teils des U-Rohres.

5.3 Druckinduzierte Eruption von Stauboberflächen

Bisher wurden Experimente betrachtet, die den Gasfluss aufgrund des thermischen Kriechens innerhalb eines granularen Mediums behandeln. Für thermisch nicht-aktive Schichten einer Probe hingegen wird ein Druckunterschied benötigt. In Kelling et al. (2011); Kocifaj et al. (2011); de Beule et al. (2015) konnte gezeigt werden, dass aktive und nicht-aktive Schichten zusammenspielen können, um Staub abzulösen. Es ist daher auch wichtig, den Effekt auf Staubpartikel und die Oberfläche zu untersuchen, den der Gasfluss allein durch nicht-aktive Schichten hat. Einleitend wurde gezeigt, dass Staubteufel im Inneren einen Unterdruck erzeugen. Zieht ein Staubteufel über den Marsboden, so entsteht eine Druckdifferenz zwischen dem reduzierten Druck oberhalb des Bodens und dem "Normaldruck", der im porösen Boden zunächst weiter besteht, bevor er - je nach Situation - langsam abgebaut wird. Durch dieses Phänomen können Staubpartikel von der Oberfläche abgelöst werden.

Die Ablösung des Staubes aufgrund der Druckdifferenz zwischen Boden und Staubteufel wird Δp -Effekt genannt. Das in diesem Kapitel vorgestellte Laborexperiment soll diesen Effekt quantitativ untersuchen. Ziel ist es dabei nicht, den Marsboden in seiner gesamten Mineralogie und Größenverteilung zu simulieren, sondern im Allgemeinen den Einfluss von Druckgradienten in Staubböden zu überprüfen und dies auf den Δp -Effekt zu übertragen.

5.3.1 Experimenteller Aufbau

Im experimentellen Aufbau wird in Analogie zum Marsboden ein Staubbett präpariert. Als Staubbett wird die Basalt-Probe mit der Körnung von 63 - 125 μm verwendet (siehe Kap.5.1). Ein Gasfluss, der senkrecht zur Oberfläche des Betts gerichtet ist, kann die Staubprobe über die gesamte Länge bzw. Tiefe durchströmen. In Kap.4.2.3 wird demonstriert, dass ein Druckunterschied über die Länge eines granularen Körpers einen Gasfluss induziert. Wie bereits angemerkt wurde, ist die mineralogische Zusammensetzung der Basalt-Probe von keiner großen Bedeutung. Für den Gasfluss durch ein granulares Medium und den Druckgradienten ist ausschließlich der Raum zwischen den einzelnen Staubkörnern entscheidend.

5.3 Druckinduzierte Eruption von Stauboberflächen

Dieser Raum zwischen den Staubkörnern über die Tiefe der Probe wird analog zum Modell des granularen Körpers als Kapillare bezeichnet.

Abb.5.13 zeigt den experimentellen Versuchsaufbau in einer schematischen Darstellung. Das Vakuumsystem kann auf Grobvakuum-Niveau abgepumpt werden, um sich dem Umgebungsdruck auf der Marsoberfläche anzunähern. Zwei Vakuumkammern (Kammer 1 und 2) sind über ein U-förmiges Vakuumrohr mit einem Durchmesser von 40 mm und über eine Vakuum-Membranpumpe verbunden. Die Basalt-Probe (schwarze und graue Kreise in Abb.5.13) füllt den Querschnitt des U-Rohrs komplett aus, sodass die Kapillaren des Staubbetts die einzig offene Verbindung zwischen Kammer 2 und Kammer 1 sind. Bedingt durch die Geometrie des Versuchsaufbaus und die Präparation der Staubprobe ist keine homogene Porosität über die Länge der Staubprobe zu realisieren. Eine qualitativ höhere Porosität wird in Abb.5.13 durch die grauen Kreise, eine niedrigere durch die schwarzen Kreise charakterisiert. Bei aktiver Membranpumpe wird eine Druckdifferenz eingestellt. Die blauen Pfeile in Abb.5.13 zeigen den resultierenden Gasfluss. Die Beobachtung des Staubbetts erfolgt in Kammer 1 seitlich über ein Vakuumschauglas. Die davor positionierte Kamera kann mit 60 Bildern pro Sekunde relevante Staubbewegungen auf der Oberfläche des Betts aufzeichnen. Zwei Drucksensoren in Kammer 1 und 2 messen die Drücke p_0 und p_3 und ermöglichen eine Bestimmung der Druckdifferenz $\Delta p = p_3 - p_0$ über die absolute Länge der Staubprobe. Die schematischen Längenmarkierungen in Abb.5.13 zeigen, bis zu welchen Positionen das U-Rohr mit Basalt befüllt werden kann. Die Staubbetttoberfläche wird bei jeder Probenlänge an der Position 0 mm beobachtet. Der Einsatz von Trennsieben im Querschnitt des U-Rohrs an den Positionen 50 mm und 150 mm ermöglicht die Variation der Probenlänge bis zur Oberfläche (0 mm).

5.3.2 Experimentelle Prozedur

Die experimentelle Prozedur ist für jede Messung identisch. Ein Messzyklus besteht darin, die Pumprate der Membranpumpe vorsichtig zu steigern, sodass der Druckgradient über die Staubprobe zur Beobachtung von Bewegungen an der Oberfläche in Kammer 1 ausreicht. Staubbewegungen können die einzelner Staubkörner als auch die der kompletten Oberfläche sein (Eruptionen). Für die Messzyklen wird

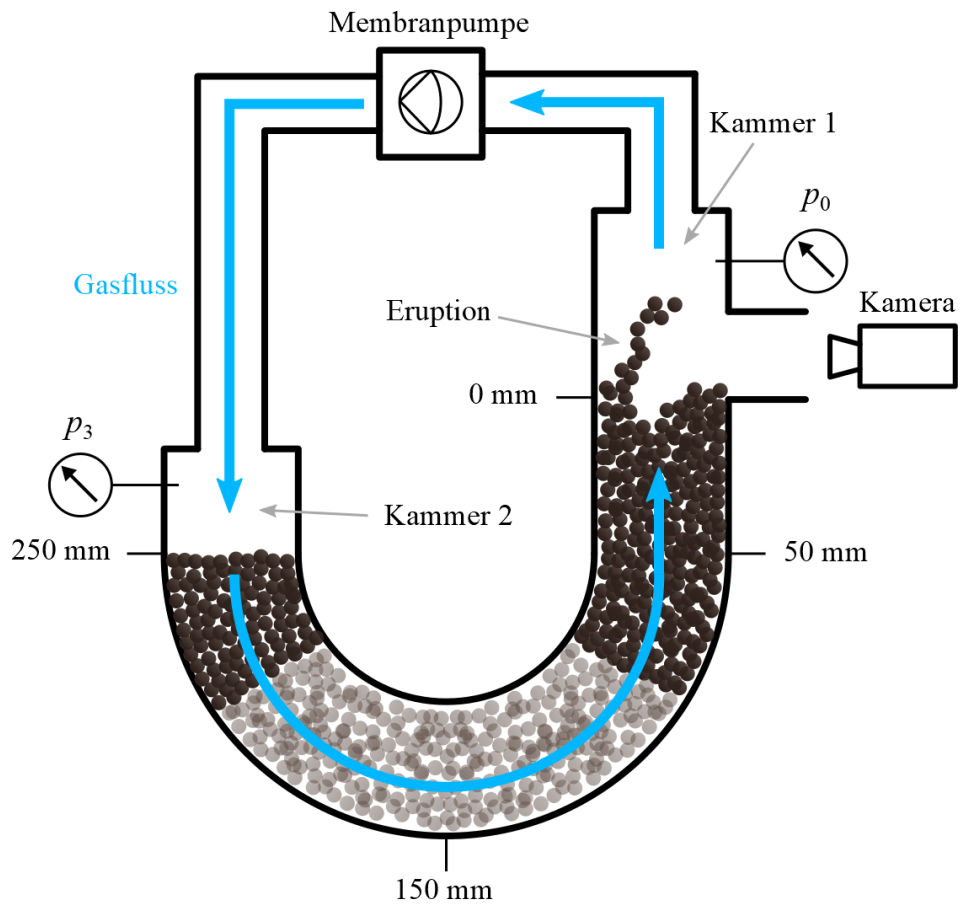


Abbildung 5.13: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus. Eine Membranpumpe lässt Gas unter Grobvakuumbedingungen in einem Zwei-Kammer Kreislaußsystem zirkulieren. Kammer 1 und 2 sind über ein U-förmiges Vakuumrohr verbunden. Die Basalt-Probe (schwarze und graue Kreise) wird in das Rohr eingefüllt, sodass das Gas durch die Probe strömt. Staubabschnitte mit niedrigerer Porosität werden schwarz, mit hoher grau dargestellt. Der Druckgradient über die Länge der Staubprobe induziert einen Gasfluss. Staubbewegungen (Eruptionen) auf der Oberfläche in Kammer 1 können über eine Kamera beobachtet werden. Drei verschiedene Staubprobenlängen von 50, 150 und 250 mm werden untersucht (Koester und Wurm, 2017).

5.3 Druckinduzierte Eruption von Stauboberflächen

das in Abb.5.13 dargestellte Vakuumsystem auf einen für die Staubprobenlänge geeigneten Umgebungsdruck abgepumpt. Der Umgebungsdruck wird dabei zwischen 1300 Pa und 3600 Pa variiert. Niedrigere Umgebungsdrücke werden nicht untersucht, da dann die zur Eruption benötigte Druckdifferenz nicht ausreichend groß eingestellt werden kann.

Bei konstantem Umgebungsdruck in Kammer 1 und 2 wird die Membranpumpe bei sehr niedriger Pumprate eingeschaltet. Die Pumprate wird daraufhin erhöht, bis Staubbewegungen an der Oberfläche in Kammer 1 zu beobachten sind. Die absoluten Drücke in beiden Kammern werden simultan aufgenommen, um die Druckdifferenz Δp zum Zeitpunkt der Stauberuption bestimmen zu können. Bei einer Staubprobenlänge von 50 und 250 mm wurden zwei Messzyklen, bei 150 mm drei durchgeführt (siehe Abb.5.15). Messzyklen mit einer Staubprobenlänge unter 50 mm können in der Versuchsanordnung nicht realisiert werden. Jeder Messzyklus generiert einen Datensatz aus drei Messwerten:

- Umgebungsdruck $p = (p_3 + p_0)/2$
- Staubprobenlänge L
- Druckdifferenz Δp zwischen Kammer 1 und 2

Der Zeitpunkt der Eruption wird über die aufgezeichneten Bilder der Kamera festgelegt und der zeitgleich gemessenen Druckdifferenz zugeordnet. Beispielfhaft zeigt Abb.5.14 zwei Zeitpunkte eines Messzyklus. Die Stauboberfläche in Kammer 1 ist als rote gestrichelte Linie dargestellt. Der Gasfluss ist senkrecht nach oben entgegen der Gravitation gerichtet (blauer Pfeil). Ab einer bestimmten Druckdifferenz zur Zeit $t = 517$ ms kann die Eruption auf dem Staubbett beobachtet werden. Einzelne Staubkörner können in den Aufnahmen nicht aufgelöst werden.

5.3.3 Ergebnisse

Jeder Messzyklus liefert die minimale Druckdifferenz zwischen Kammer 1 und 2, die zur Eruption auf der Staubbetttoberfläche notwendig ist. Es kann beobachtet werden, dass die Staubprobenlänge die Charakteristik der Staubbewegung beeinflusst. Bei einer Länge von 150 mm wird die komplette Stauboberfläche wenige

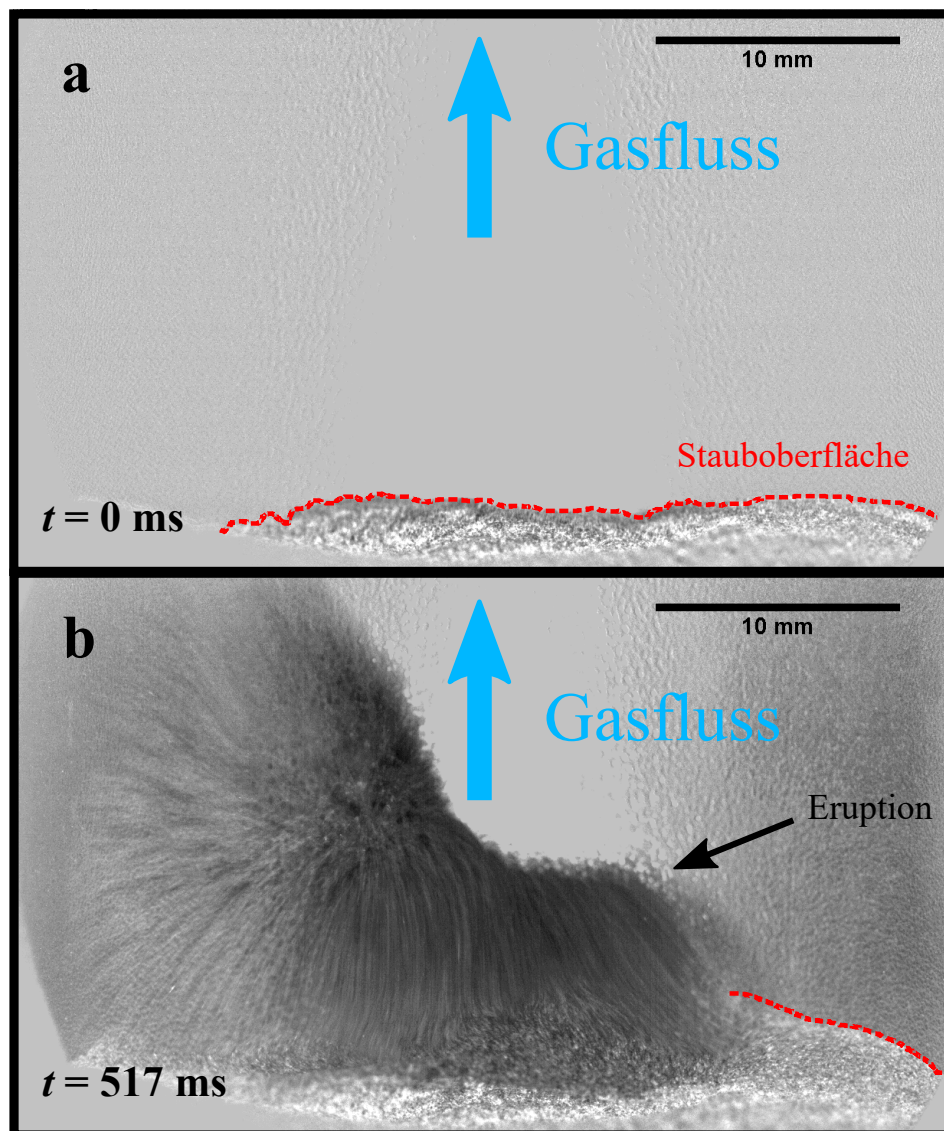


Abbildung 5.14: Aufnahme einer Stauberuption bei einer Probenlänge von 150 mm (Kontrast zur besseren Sichtbarkeit verstärkt). a: Aufnahme zur Zeit $t = 0$ s; Staubbett vor der Eruption. b: Aufnahme zur Zeit $t = 517$ ms; Staubbett während der Eruption. Die rot gestrichelte Linie markiert den Verlauf der Stauboberfläche (Koester und Wurm, 2017).

5.3 Druckinduzierte Eruption von Stauboberflächen

Sekunden vor der eigentlichen Eruption um einige mm angehoben. Die maximale Eruptionshöhe kann mehrere Zentimeter betragen (siehe Abb.5.14). Der Eruption folgt ein Kollaps der Oberfläche und Staubsäule, da sich der Druck zwischen den Staubschichten ausgleichen kann. Die Anhebung der Stauboberfläche mit anschließender Eruption und folgendem Kollaps wiederholt sich sobald sich erneut genug Druck zwischen den Staubschichten aufgebaut hat. Bei den Staubprobenlängen 50 und 250 mm ist die Eruption wesentlich schwächer. Hier haben die Eruptionen die Charakteristik einer lokalen feinen Düse auf der Stauboberfläche, die fortlaufend Staub auswirft. In diesen Fällen wird die Stauboberfläche im Vorfeld nicht angehoben.

Die Beobachtungen sind dadurch zu erklären, dass die Staubproben durch die Präparation unterschiedliche Strukturen aufweisen können. Bei jeder Befüllung des U-Rohrs ordnen sich die einzelnen Staubkörner in den Staubschichten unterschiedlich an. Inhomogen verteilte, größere Abstände zwischen den Staubkörnern oder ganzen Staublagen bewirken, dass sich der Gasfluss kanalisiert. Die Gasgeschwindigkeiten werden in diesen Kanälen stark erhöht. Leicht gebundene Staubpartikel können aufgrund dieses Effekts mitgeführt und düsenförmig an der Oberfläche ausgeworfen werden. Im Falle der 150 mm Staubprobe kann es zufällig vorgekommen sein, dass es durch *Jamming* eine stabile Schicht innerhalb des Betts gibt, die zunächst als ganzes hoch gedrückt wird (siehe auch Abb.5.17).

In Abb.5.15 wird die Abhängigkeit zwischen Druckgradient ∇p und Umgebungsdruck p für die experimentellen Staubprobenlängen aufgezeigt. Der Messwert der Druckdifferenz wird über die Länge der Probe betrachtet. Der Druckgradient ∇p ist bei einer absoluten Druckdifferenz Δp und einer Staubprobenlänge L

$$\nabla p = \frac{\Delta p}{L}. \quad (5.9)$$

Die Probenlänge von 250 mm wird ausschließlich bei einem Umgebungsdruck über 3000 Pa untersucht, da absolute Druckdifferenzen von über 3500 Pa benötigt werden, um für die Stauberuption ausreichend starke Gradienten zu erzeugen. In Abb.5.15 ist deutlich zu erkennen, dass bei identischer Probenlänge keine signifikante Abhängigkeit vom Umgebungsdruck besteht. Diese Feststellung entspricht den Erwartungen, da nur die Kraft des Druckgradienten der Gravitationskraft

5.3 Druckinduzierte Eruption von Stauboberflächen

entgegenwirkt.

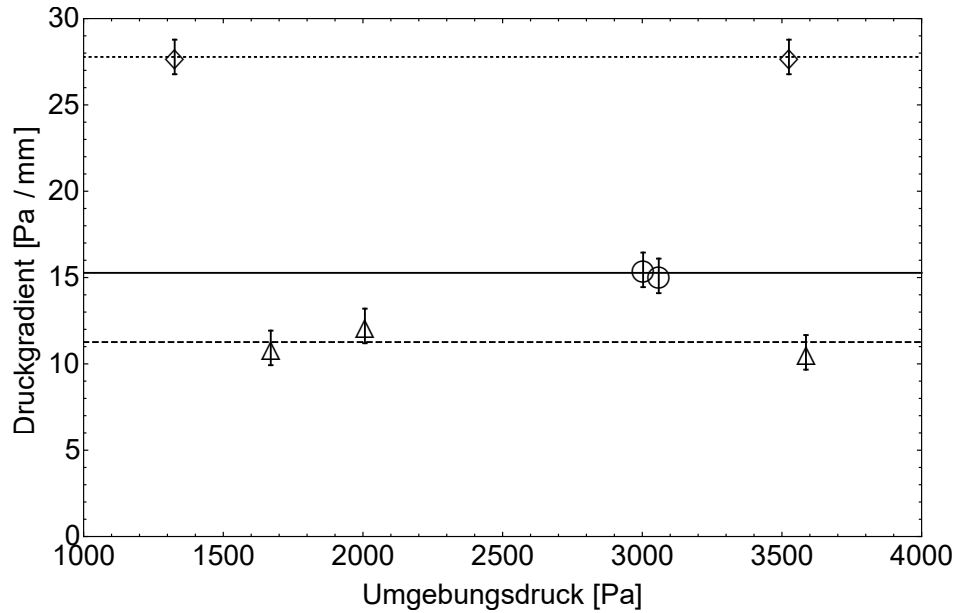


Abbildung 5.15: Druckparameter während der Stauberuptionen. Die Daten zeigen die Abhängigkeit zwischen Druckgradient ∇p und Umgebungsdruck p für verschiedene Probenlängen (Rauten: 50 mm; Dreiecke: 150 mm; Kreise: 250 mm). Die durchgezogene, gepunktete und gestrichelte horizontale Linie repräsentiert den jeweiligen Mittelwert der längenspezifischen Messreihe (Koester und Wurm, 2017).

In Abb.5.16 sind die Mittelwerte der Druckgradienten aus Abb.5.16 über die Probenlänge aufgetragen. Anders als für eine homogene Staubprobe zu erwarten ist, sinkt der zur Eruption benötigte Druckgradient mit zunehmender Staubprobenlänge. Daraus lässt sich schließen, dass die Inhomogenität der Staubprobenstruktur für größere Längen zunimmt. Dieser Zusammenhang wird bereits durch die Charakterisierung verschiedener Porositäten in den Staubschichten in Kap.5.3.1 angedeutet (schwarze, graue Kreise in Abb.5.13). Zur Verdeutlichung der Inhomogenität mit zunehmender Staubprobenlänge sind in Abb.5.16 zwei Linien eingezeichnet:

1. Die horizontale, gepunktete Linie betrachtet den theoretischen Wert für den linearen Druckgradienten ∇p_{th} zur Levitation einer homogenen Staubschicht entgegen der Erdgravitation. Mit einer Massendichte $\rho_B = 2890 \text{ kg m}^{-3}$ für

5.3 Druckinduzierte Eruption von Statoberflächen

den verwendeten Basalt-Staub und der Gravitationsbeschleunigung g folgt

$$\nabla p_{\text{th}} = \rho_{\text{B}} \cdot g \approx 28 \text{ Pa mm}^{-1}. \quad (5.10)$$

Für eine Staubprobenlänge von 50 mm ist der theoretische Wert des Druckgradienten ∇p_{th} nahezu identisch mit dem experimentell ermittelten Wert. Der Gradient längerer Staubproben ist um den Faktor 2 bis 3 kleiner. Die Druckgradienten über diese Staubproben können somit in der Realität nicht linear sein. Abb.5.17 verdeutlicht in einem schematischen Modell das Druckprofil zwischen den Staubschichten. Der Druckgradient im Staub induziert einen Gasfluss (blaue Pfeile) durch die Staubprobe. Befinden sich durch die inhomogene Anordnung der Staubkörner Risse oder Hohlräume in einer Zwischenschicht (graue Kreise in Abb. 5.17), ist diese poröser und damit permeabler für den Gasfluss. Durch den schnellen Gasaustausch an den Grenzbereichen der Schicht sind die absoluten Drücke nahezu identisch ($p_2 = p_1$). Kein Druckgradient kann über diese Zwischenschicht aufgebaut werden. Über die wesentlich dichteren, impermeableren Schichten (schwarze Kreise in Abb.5.17) unterscheiden sich die absoluten Drücke deutlich ($p_1 > p_0$; $p_3 > p_2$). Signifikante Druckgradienten können hier aufgebaut werden, welche die Eruption der Staubschichten begünstigen.

2. Die zweite gestrichelte Linie (Abb.5.16) soll gemäß des in Abb.5.17 dargestellten Staubschichtenmodells den Extremfall einer Staubprobe mit sehr permeabler Staubschicht demonstrieren. Annahme ist, dass sich unterhalb der 50 mm Schicht eine komplett permeable Schicht bis zum Ende der Probe befindet. Die absolute Druckdifferenz Δp_{50} aus der Messung mit der 50 mm Staubprobe, die zur Eruption des Staubes benötigt wird, wäre in diesem Fall bei größeren Probenlängen identisch. Der lineare Druckgradient ∇p_{50} ist hingegen invers proportional zur Länge bzw. Kapillarlänge L :

$$\nabla p_{50} = \frac{\Delta p_{50}}{L}. \quad (5.11)$$

Die gemessenen Druckgradienten für die drei Probenlängen befinden sich zwischen den zuvor charakterisierten Linien in Abb.5.16. Dies ist gemäß des Modells zu

5.3 Druckinduzierte Eruption von Stauboberflächen

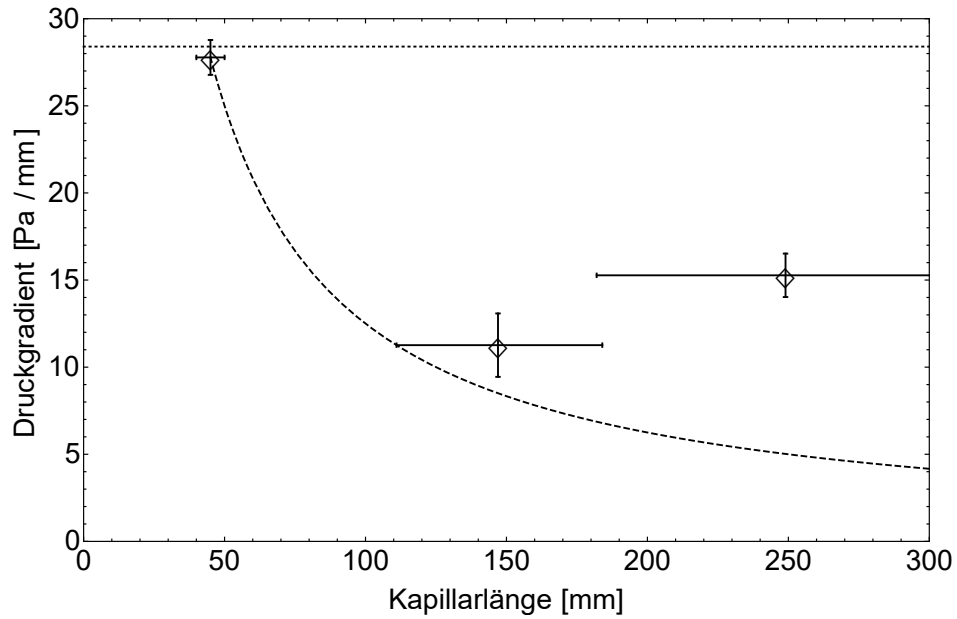


Abbildung 5.16: Mittelwerte der Druckgradienten ∇p (Abb.5.15) über die Kapillarlänge der Staubprobe. Gepunktete Linie: ∇p_{th} ; gestrichelte Linie: ∇p_{50} (Koester und Wurm, 2017).

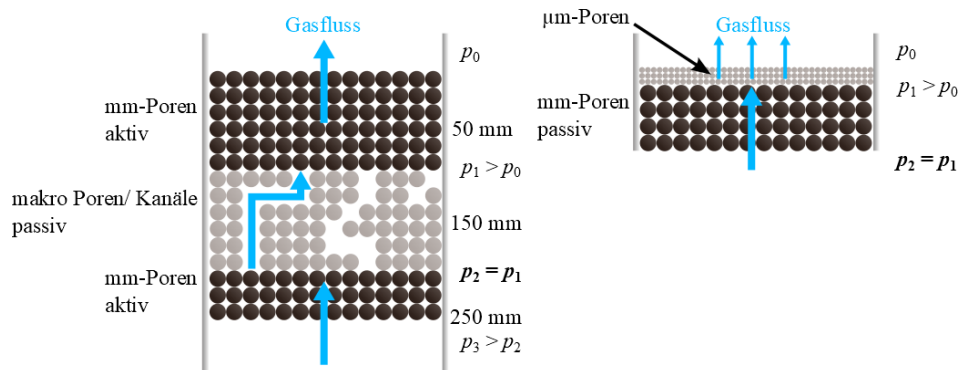


Abbildung 5.17: Links: Schematische Seitenansicht der experimentellen Staubprobe über ihre Länge (siehe Abb.5.13). Der Druckgradient wird durch die Drücke p_1 und p_2 charakterisiert. Er ist nicht-linear, wenn eine Staubschicht (graue Kreise) eine höhere Permeabilität aufweist als die Schicht unterhalb der Oberfläche (schwarze Kreise). Rechts: Anwendung des Modells auf eine dünne, sehr feine Staubschicht an der Oberfläche. Die stark reduzierte Permeabilität bewirkt einen nicht-linearen Druckgradienten über die komplette Länge (Koester und Wurm, 2017).

5.3 Druckinduzierte Eruption von Stauboberflächen

erwarten, da die Staubprobe im U-Rohr eine Kurve durchläuft. Die Permeabilität ist präparationsbedingt in der Krümmung höher als in den senkrecht aufgeschütteten Enden (Stauboberflächen). Jede Probenlänge beinhaltet Staubschichten unterschiedlicher Permeabilität (siehe Längenmarkierungen in Abb.5.17 and Abb.5.13). Dies ist in Übereinstimmung mit den Messwerten, da bei längeren Staubproben keine linearen Druckgradienten mehr zu beobachten sind ($\nabla p < \nabla p_{\text{th}}$). Die Permeabilität der diversen Staubschichten kann mit der vorliegenden Versuchsanordnung nicht quantifiziert werden.

Im Wesentlichen geben die experimentellen Ergebnisse eine quantitative Aussage über die Eruption von Staubteilchen an der Oberfläche. Gasfluss und Druckdifferenz sind die ursächlichen Mechanismen der Eruptionen. Um gemäß des dargestellten Staubschichtenmodells zu zeigen, dass die Eruption hauptsächlich durch den Druckgradienten und weniger durch den Gasfluss induziert wird, werden die Gasgeschwindigkeiten und dadurch entstehenden Kräfte abgeschätzt.

Die Gasgeschwindigkeit durch die Staubprobe kann aus dem Massenfluss des Gases bestimmt werden (Kap.4.1.2). Analog zu den Experimenten des granularen Knudsen-Kompressors wird die Basalt-Probe als granularer Körper mit einem mittleren Kornradius r_g modelliert (siehe Kap.4.2.1). Die gesamte Probe habe eine konstante Temperatur $T = 300$ K und das Gas sei näherungsweise Stickstoff. Mit Gl.4.10 aus Kap.4.1.2 und $\Delta T = 0$ ergibt sich eine Gasgeschwindigkeit v_{Gas} von

$$v_{\text{Gas}} = \frac{\dot{M}}{A \rho_{\text{N}_2}}, \quad (5.12)$$

wobei ρ_{N_2} die Gasdichte der Stickstoffmoleküle beschreibt. $A = 1.26 \times 10^{-3} \text{ m}^2$ ist die Oberfläche des Staubbetts. Die absolute Druckdifferenz Δp , als auch die Kapillarlänge L ergeben sich aus dem Versuchsaufbau und den experimentellen Ergebnissen der jeweiligen Messreihe. Die mit Gl.5.12 berechneten Gasgeschwindigkeiten variieren für die einzelnen Messreihen zwischen 0.01 m s^{-1} und 0.04 m s^{-1} . In Relation zur Atmosphäre des Mars, die hauptsächlich aus Kohlenstoffdioxid besteht, ergeben sich bei identischen Drücken und Staubparametern geringere Geschwindigkeiten.

Analog zu Balme und Hagermann (2006) lässt sich aus den berechneten Gasgeschwindigkeiten mit dem Stokeschen Gesetz die Gasreibungskraft auf ein sphäri-

5.3 Druckinduzierte Eruption von Stauboberflächen

sches Teilchen auf der Stauboberfläche des Mars abschätzen. Die Gasreibungskraft F_d auf ein sphärisches Teilchen mit dem Durchmesser d_T ist gegeben als

$$F_d = 3 \pi \eta v_{\text{Gas}} d_T. \quad (5.13)$$

η ist die dynamische Viskosität des Gases. Mit Gl.5.13 beträgt die Kraft F_d auf ein 100 μm Teilchen bei einer Gasgeschwindigkeit von 0.04 m s^{-1} für $\eta \approx 10^{-5} \text{ Pa s}$ ca. 10^{-10} N . Ein sphärisches 100 μm Basalt-Teilchen hat die Masse $m_T = 1.5 \times 10^{-9} \text{ kg}$. Die entgegenwirkende Gravitationskraft F_g auf dieses Teilchen ist bedeutend größer als F_d und beträgt

$$F_g = m_T \cdot g_{\text{Mars}} \approx 10^{-8} \text{ N}, \quad (5.14)$$

wobei $g_{\text{Mars}} = 3.69 \text{ m s}^{-2}$ die Gravitationsbeschleunigung auf dem Mars ist. Mit dieser Abschätzung wird gezeigt, dass Gasreibung nicht stark genug ist, Teilchen der untersuchten Größenordnung anzuheben. Wie die vorgestellten Ergebnisse bereits gezeigt haben, ist allein der Druckgradient der dominierende Effekt. Diese Feststellung ist im Einklang mit den Ergebnissen der Studie von Balme und Hagermann (2006).

Letztendlich können jedoch bei bestimmter Staubprobenstruktur auch Gasflüsse zur Stauberuption beitragen, wenn durch größere Spalten zur Stauboberfläche Gasströme kanalisiert werden und die Gasgeschwindigkeit lokal stark erhöht wird. Dieser Effekt kann zusätzlich in einigen Messungen der vorliegenden Studie beobachtet werden.

5.4 Staubaggregatlevitation mit dem Knudsen-Kompressor

Das in diesem Kapitel thematisierte Laborexperiment ermöglicht die reibungsfreie Interaktion mm großer Staubaggregate aus SiO_2 . Wie bereits in Kap.4.3 dargestellt wird, kann der Effekt des Knudsen-Kompressors dazu genutzt werden, Aggregate auf einer Heizplatte zu levitieren und sie damit reibungsfrei bewegen zu lassen. Die Levitation dieser Aggregate ist nur in einem geschlossenen Kammersystem unter Grobvakuum zu realisieren. Dies führt zu einer Anwendung des thermischen Kriechens als technische Möglichkeit, frühe Phasen der Planetenentstehung zu untersuchen. Im Folgenden wird der dazu notwendige experimentelle Aufbau beschrieben.

5.4.1 Experimenteller Aufbau

Das zentrale Element des experimentellen Aufbaus wird in Abb.5.18 dargestellt. Dieses befindet sich unter Grobvakuum in einer Vakuumkammer und besteht aus einer Heizplatte, auf der sich eine runde, konkav geschliffene Aluminiumplattform (Radius: 30 mm, zentrale Tiefe: 0.8 mm) befindet (Abb.5.19). Die Aluminiumplattform nimmt durch den direkten Kontakt mit der Heizplatte deren Temperatur (ca. 795 K) an und liefert damit die für den Knudsen-Kompressor nötige Temperatur. Die konkave Form ist vorteilhaft, da so die levitierten Aggregate zu einer Bewegung durch die Mitte gezwungen werden und miteinander interagieren können.

Durch die mit temperaturbeständigem Speziallack behandelte Oberseite der Plattform können die aufliegenden weißen Staubaggregate mit ausreichendem Kontrast abgebildet werden. Die Beobachtung der Staubaggregate erfolgt in Aufsicht durch ein Vakuumschauglas mit einer Hochgeschwindigkeitskamera und einer Spiegelreflexkamera.

Ein dünner Plastikschauch mit feiner Luftdüse (siehe Abb.5.18) reicht in die Vakuumkammer bis seitlich an die Plattform und ist nach außen an ein Präzisionsbelüftungsventil gekoppelt. Ein sehr feiner Luftstrom durch die Düse ermöglicht eine gezielte Anregung der levitierten Aggregate. Diese Beschleunigung führt zu erhöhten Stoßgeschwindigkeiten untereinander. Aufgrund der Größe der Vakuumkammer ($\sim 0.3 \text{ m}^3$) hat die durch die Düse zugeführte Luft keinen signifikanten

5.4 Staubaggregatlevitation mit dem Knudsen-Kompressor

Einfluss auf den Druck im Inneren.

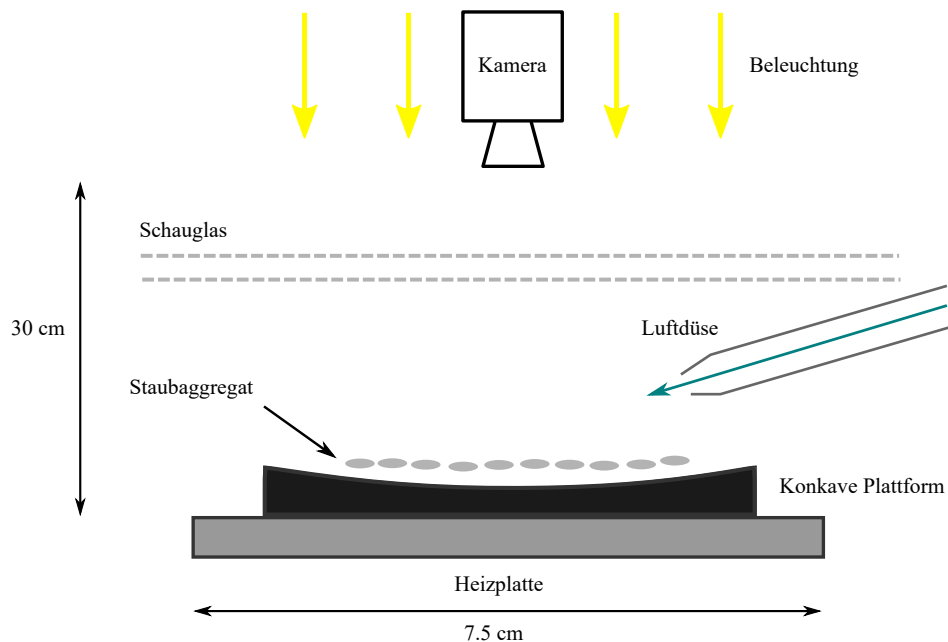


Abbildung 5.18: Schematische Seitenansicht des Versuchsaufbaus. Die umgebende Vakuumkammer ist zur besseren Übersicht nicht eingezeichnet. Die levitierten Aggregate befinden sich über einer runden, konkav geformten Plattform. Die sich darunter befindende Heizplatte heizt die Aggregate an der Unterseite. Die Luftdüse über der Plattform ermöglicht eine Anregung der Aggregate (nach Kelling et al. (2014)).

Hochgeschwindigkeits- und digitale Spiegelreflexkamera

Die Beobachtung der interagierenden Staubaggregate erfolgt mit zwei verschiedenen optischen Systemen. Für die detaillierte Beobachtung einzelner Kollisionsprozesse wird eine hohe zeitliche Auflösung benötigt. Auf der anderen Seite soll auch die zeitliche Entwicklung des gesamten Aggregat-Ensembles analysiert werden. Eine Hochgeschwindigkeitskamera nimmt 200 Bilder pro Sekunde über eine Dauer von ca. 8 s auf und ermöglicht damit eine detaillierte zeitliche Auflösung der Bewegungen und Kollisionen einzelner Aggregate.

Die Beobachtung der zeitlichen Entwicklung erfolgt mit einer Spiegelreflexkamera, die über einen Zeitraum von 15 Minuten alle 3 Sekunden ein Bild des Aggregat-

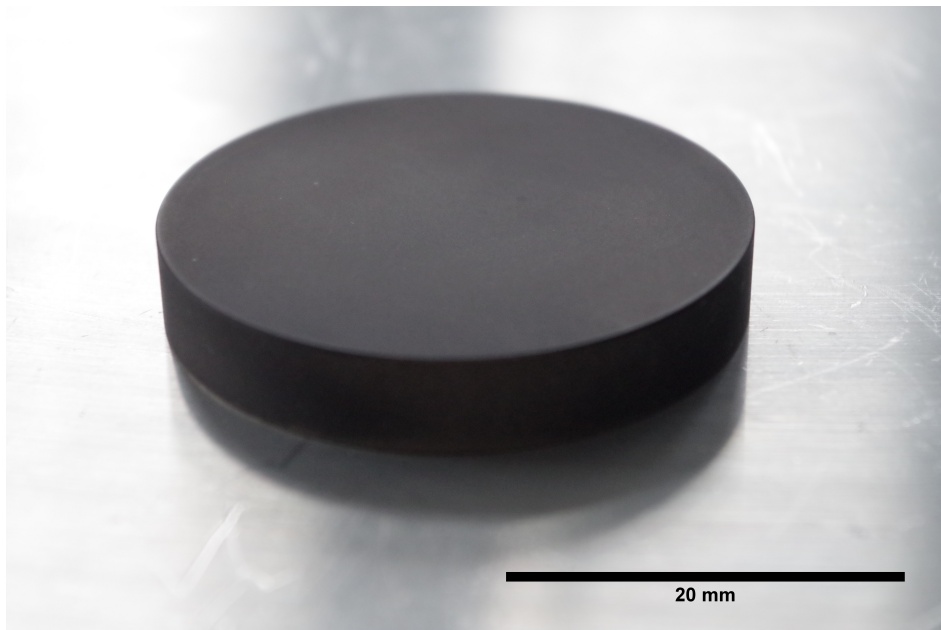


Abbildung 5.19: Foto der konkav geschliffenen Plattform, lackiert mit temperaturbeständigem schwarzem Speziallack.

Ensembles aufnimmt. Eine LED-Lichtquelle wird dazu ringförmig um das Kameraobjektiv angebracht und strahlt von oben durch das Vakuumschauglas auf die Plattform. Ein großer Vorteil dieser Anordnung ist, dass die zu beobachtenden Aggregate kaum Schatten werfen.

5.4.2 Experimentelle Prozedur

Präparation der Staubaggregate

In der experimentellen Anordnung werden mehr als 100 flache, zylinderförmige Staubaggregate (siehe Abb.5.20) über der konkaven Plattform durch den Effekt des Knudsen-Kompressors simultan levitiert. Die Herstellung der Staubaggregate erfolgt durch die Kompression des SiO_2 -Staubes, der bereits in den vorigen Experimenten benutzt wird. Die Größenverteilung der einzelnen Staubkörner ist als Histogramm in Kap.5.1, Abb.5.2 dargestellt. Die Dichte des Materials beträgt $\rho_{\text{SiO}_2} = 2650 \text{ kg m}^{-3}$.

Gefertigt werden die Aggregate durch die Pressung mit einer mehrfach geloch-

5.4 Staubaggregatlevitation mit dem Knudsen-Kompressor

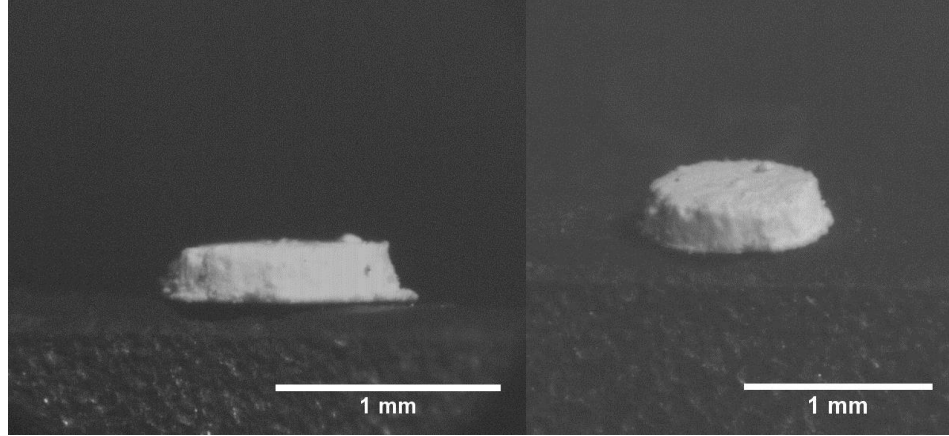


Abbildung 5.20: Links: Seitliches Foto eines Staubaggregates der Höhe $h_{\text{agg}} = 200 \pm 30 \mu\text{m}$. Der flache Rand an der Unterseite des Aggregates wird durch den Herstellungsprozess verursacht. Rechts: Perspektivisches Foto eines Staubaggregates (Kelling et al., 2014).

ten Platte (Lochdurchmesser $\sim 1 \text{ mm}$). Dies hat den Vorteil, dass die Aggregate durch die nahezu identische Form und Größe bei der Analyse der Interaktionen vergleichbarer werden. Die Unterseite der Aggregate ist plan und bietet sich dadurch besonders gut für freie Levitationen durch den Knudsen-Kompressor an. Die Masse eines Staubaggregates wird durch die Mittlung aus der Gesamtmasse aller Aggregate bestimmt. Im Mittel beträgt die Masse eines Staubaggregates

$$m_{\text{agg}} = (2.13 \pm 0.05) \times 10^{-7} \text{ kg}.$$

Aus der Dichte des Aggregates ρ_{agg} ergibt sich wie folgt der mittlere Füllfaktor

$$f_{\text{agg}} = \frac{\rho_{\text{agg}}}{\rho_{\text{SiO}_2}} = 0.36 \pm 0.01.$$

In den Experimenten werden mm-große Staubaggregate untersucht. Diese stehen besonders im frühen Prozess der Planetenentstehung im Fokus und spielen eine elementare Rolle bei der sogenannten *Bouncing Barrier* in protoplanetaren Scheiben. Der hier bei der Präparation erreichte Füllfaktor $f_{\text{agg}} = 0.36$ ist geeignet zur Analyse von kompakten Staubaggregaten (Weidling et al., 2009; Zsom et al., 2010; Teiser et al., 2011; Meisner et al., 2012). Im Mittelpunkt der Analyse steht

nicht das Wachstum zu mm-Aggregaten, sondern die spätere Entwicklung bereits kompaktierter mm-Teilchen.

Die Aufnahmen

Zur Beobachtung des Aggregat-Ensembles mit der Hochgeschwindigkeits- und Spiegelreflexkamera wird das Experiment wie folgt vorbereitet. Alle Staubaggregate werden auf der Levitationsplattform platziert. Daraufhin wird die Vakuumkammer auf einen für den Knudsen-Kompressor geeigneten Umgebungsdruck von ~ 15 mbar abgepumpt. Für die Levitation wird eine Heizplattentemperatur von ~ 795 K eingestellt. Wenn sich alle levitierten Aggregate reibungsfrei bewegen können, wird die Kameraoptik in Aufsicht auf das Ensemble fokussiert und die jeweilige Aufnahmesequenz zur Analyse von Bewegung und Interaktion der Teilchen gestartet. Die Hochgeschwindigkeitskamera nimmt für die Detailanalyse mit einer Frequenz von 200 Bildern pro Sekunde ca. 8 s auf (Abb.5.21). Die Aufnahmedauer der digitalen Spiegelreflexkamera für die Langzeitanalyse beträgt insgesamt 15 min mit einer Intervallzeit von 3 s (Abb.5.22).

Im ersten Versuchsteil, dem sogenannten **nicht-angeregten Fall**, bleibt das Präzisionsbelüftungsventil zur zusätzlichen Aggregat-Anregung durch die Lufterdüse geschlossen. Die Bewegung der Aggregate wird damit ausschließlich über den thermischen Gasfluss zwischen Plattform und Aggregatunterseite und über die Wölbung der Plattform induziert. Im zweiten Versuchsteil, dem **angeregten Fall**, wird das Ventil geöffnet und eine zusätzliche Anregung der Aggregate durch die Lufterdüse induziert. Die Beobachtung erfolgt in beiden Versuchsteilen jeweils mit Hochgeschwindigkeits- und Spiegelreflexkamera.

5.4.3 Ergebnisse

In dem vorgestellten Experiment werden 110 mm-große SiO_2 Staubaggregate im nicht-angeregten und 111 im angeregten Fall durch den Knudsen-Kompressor levitiert. Die Aggregate können sich reibungsfrei über einer Plattform bewegen und miteinander wechselwirken. Eine identische Levitationshöhe der Aggregate führt dazu, dass eine Interaktion nur in der horizontalen Ebene über die seitlichen Flächen der Aggregate möglich ist. Mit dieser Ausrichtung lassen sich in jeder ein-

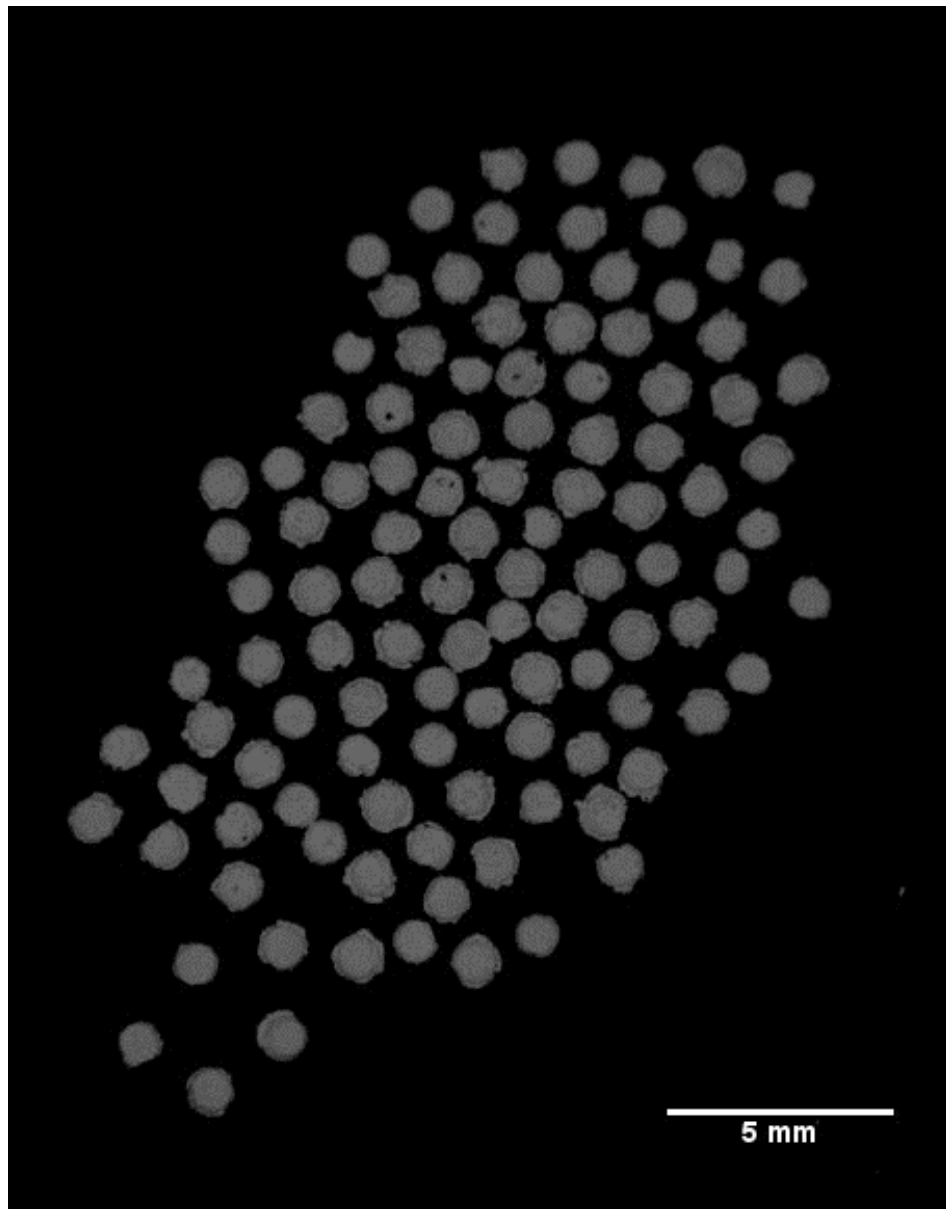


Abbildung 5.21: Einzelaufnahme des Aggregat-Ensembles in Aufsicht mit der Hochgeschwindigkeitskamera (Kelling et al., 2014).

zernen Aufnahme alle Aggregate in vollem Umfang beobachten. Das Aggregat-Ensemble zeigt eine Vielzahl verschiedener Wechselwirkungen wie Haftung, Abprallen (*bouncing*), Fragmentation und berührungslose Interaktion durch vorhandene Gasflüsse zwischen den Teilchen. Zur präzisen Analyse dieser Mechanismen

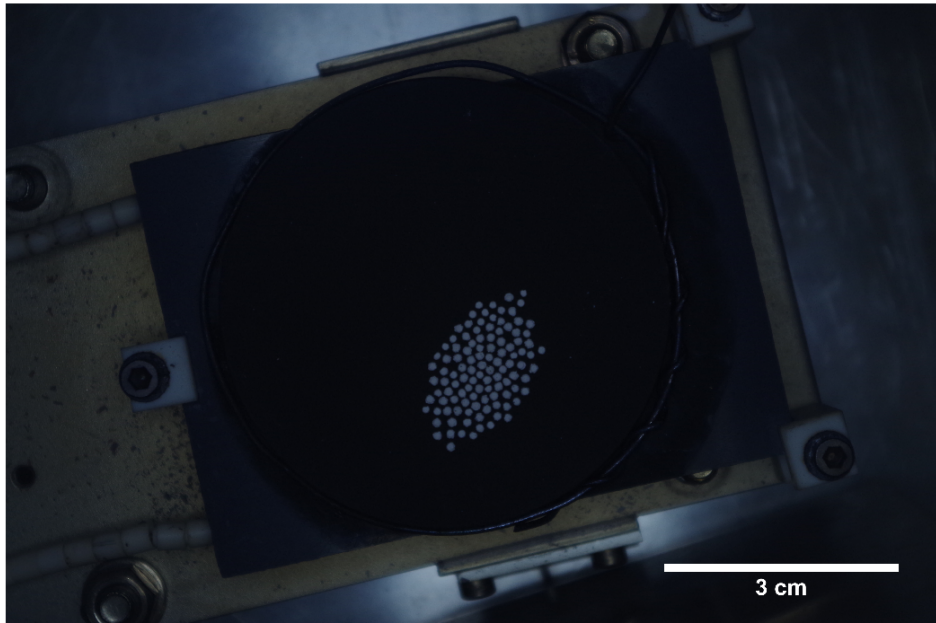


Abbildung 5.22: Einzelaufnahme des Aggregat-Ensembles in Aufsicht mit der digitalen Spiegelreflexkamera. In der Bildmitte sind die weißen SiO_2 Staubaggregate auf der runden Levitationsplattform zu erkennen. Unterhalb der Plattform befindet sich die rechteckige Heizplatte.

wird eine komplexe Bild- und Datenbearbeitung benutzt. Für die Bildprozessierung wird das Bildbearbeitungsprogramm *ImageJ* (Abramoff et al., 2004) verwendet.

Identifizierung der Aggregate

Die Aggregate des Ensembles werden digital erfasst. Dazu werden die Bildersequenzen binarisiert, um zwischen Hintergrund und Aggregat in der Aufnahme unterscheiden zu können. Die sehr hellen SiO_2 -Aggregate heben sich ausreichend gut von der schwarz lackierten Levitationsplattform ab, sodass der Otsu-Algorithmus (Otsu, 1979) für die Binarisierung der Bilder und Identifizierung der Aggregate benutzt werden kann.

Im binarisierten Stadium der Bearbeitung sind alle Aggregate als schwarze, kreisförmige Teilchen vor weißem Hintergrund zu erkennen (siehe Abb.5.23). Kleine Löcher in den Teilchen können mit schwarzen Pixeln aufgefüllt werden, da es

5.4 Staubaggregatlevitation mit dem Knudsen-Kompressor

sich um fertigungsbedingte Unebenheiten auf der Aggregatoberfläche handelt, die fehlerhaft binarisiert werden. Die Fläche der Oberseite $A_{\text{agg},n}$ eines Aggregates n wird über die Pixelanzahl pro Teilchen bestimmt. Da es sich um flache zylinderförmige Aggregate handelt, ist der Äquivalenzradius $r_{\text{agg},n}$ ein geeigneter Parameter zur Beschreibung der Aggregatgröße:

$$r_{\text{agg},n} = \sqrt{\frac{A_{\text{agg},n}}{\pi}}. \quad (5.15)$$

Das Aggregat-Ensemble ist für den nicht-angeregten und angeregten Fall bis auf ein einzelnes Aggregat dasselbe. Die ermittelten Äquivalenzradien sind in Abb.5.24 dargestellt. Relevante Aggregatparameter werden in Tab.5.7 aufgelistet.

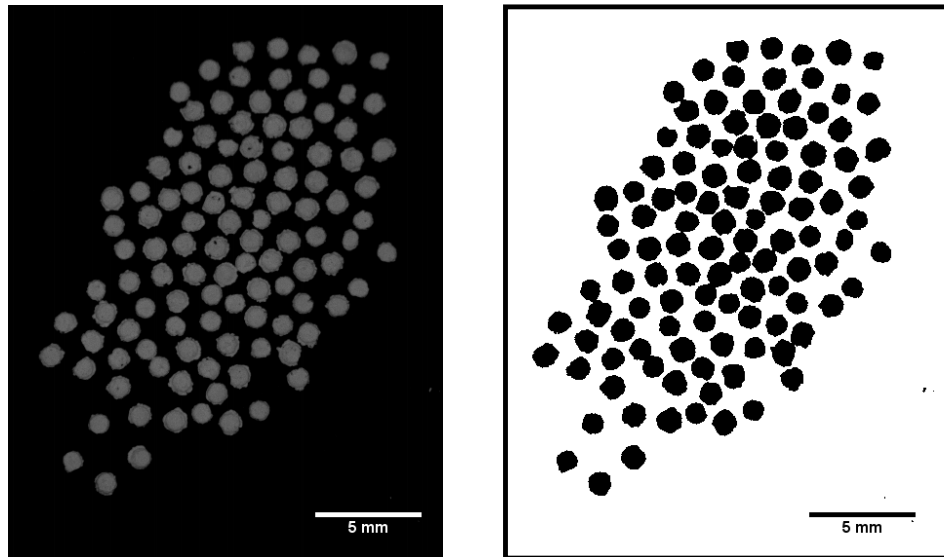


Abbildung 5.23: Links: Rohbild der Bildersequenz (Hochgeschwindigkeitskamera). Die Aggregate sind als graue Flächen sichtbar (Kelling et al., 2014). Rechts: Binarisiertes Bild mit dem Otsu-Algorithmus. Die Aggregate bzw. Teilchen werden als schwarze Pixelflächen dargestellt.

5.4 Staubaggregatlevitation mit dem Knudsen-Kompressor

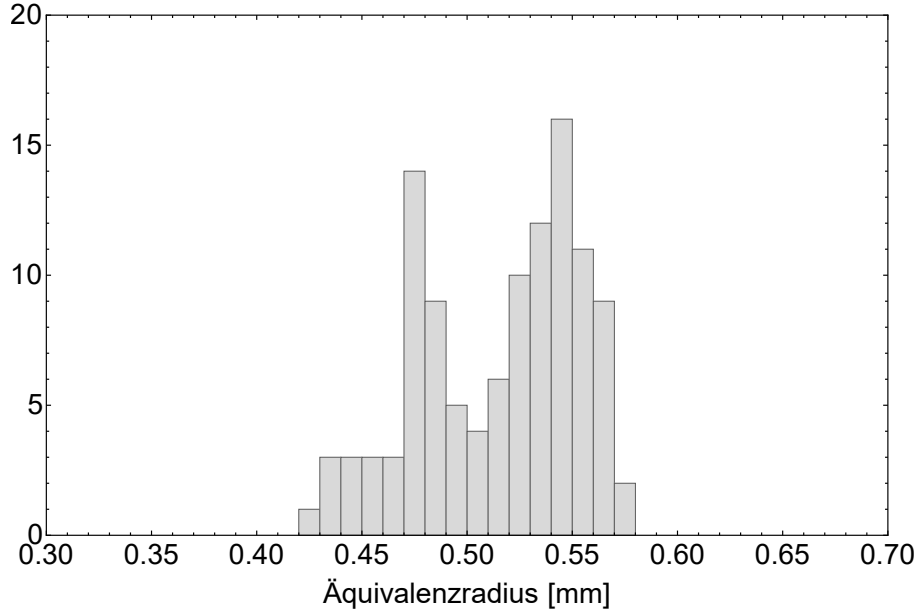


Abbildung 5.24: Größenverteilung der Aggregate (Kelling et al., 2014).

r_{agg}	$(515 \pm 40) \text{ } \mu\text{m}$
h_{agg}	$(200 \pm 30) \text{ } \mu\text{m}$
A_{agg}	$(8.3 \pm 0.1) \times 10^{-7} \text{ m}^2$
m_{agg}	$(2.13 \pm 0.05) \times 10^{-7} \text{ kg}$
ρ_{SiO_2}	2650 kg m^{-3}
f_{agg}	0.36 ± 0.01

Tabelle 5.7: Parameter des SiO_2 Aggregat-Ensembles: Äquivalenzradius r_{agg} , Aggregathöhe h_{agg} , horizontale Oberfläche A_{agg} , Aggregatmasse m_{agg} , Dichte ρ_{SiO_2} , Füllfaktor f_{agg} .

Zur zeitlichen Lokalisierung der einzelnen Aggregate werden nach der Binarisierung die Schwerpunktskoordinaten der Pixelflächen $A_{\text{agg},n}$ in der horizontalen Ebene bestimmt. Pixelflächen zweier sich berührender Aggregate werden mit dem *Watershed* Algorithmus (Roerdink und Meijster, 2000) über die gesamte Bildsequenz getrennt. Alle Aggregate werden automatisch durchnummeriert und sind über die gesamte Aufnahme im nicht-angeregten als auch angeregten Fall identifizierbar.

Translationsgeschwindigkeiten der Aggregate

Die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen ermöglichen die Bestimmung der Translationsgeschwindigkeiten jedes einzelnen Aggregats des Ensembles. Mit Translationsgeschwindigkeit wird die Geschwindigkeit der Schwerpunktsbewegung in der horizontalen Ebene bezeichnet. Die Schwerpunktsbewegung ist über die euklidischen Abstände d_j der Schwerpunktskoordinaten \vec{x}_i des gleichen Aggregats zwischen chronologisch folgenden Bildern i und $i + 1$ definiert:

$$d_j(\vec{x}_i, \vec{x}_{i+1}) = \sqrt{(\vec{x}_i - \vec{x}_{i+1})^2}. \quad (5.16)$$

Mit dem Zeitintervall Δt zwischen den Bildern der Aufnahmesequenz ist die gemittelte Translationsgeschwindigkeit gegeben als

$$v_{T,j} = \frac{d_j}{\Delta t}. \quad (5.17)$$

Das Ergebnis der Translationsgeschwindigkeitsanalyse des Ensembles im nicht-angeregten und im angeregten Fall wird in Abb.5.25 dargestellt. Pro Aufnahmesequenz (ca. 8 s) werden über 1.8×10^5 Translationsgeschwindigkeiten bestimmt. Abb.5.25 demonstriert, dass bedingt durch die konkave Oberfläche der Levitationsplattform und die Gasflüsse des Knudsen-Kompressors auch ohne externe Anregung eine ständige Bewegung induziert wird. In beiden Fällen variieren die Translationsgeschwindigkeiten sehr deutlich. Dies wird durch die zahlreichen Stöße der Aggregate verursacht. Stöße und der Gasfluss können die Aggregate abbremsen als auch beschleunigen. Auch die konkave Plattform kann durch die starke Wölbung am Randbereich abbremsend auf die Aggregate wirken. In Tab.5.8 sind relevante Translationsgeschwindigkeiten für den nicht-angeregten und angeregten Fall aufgelistet.

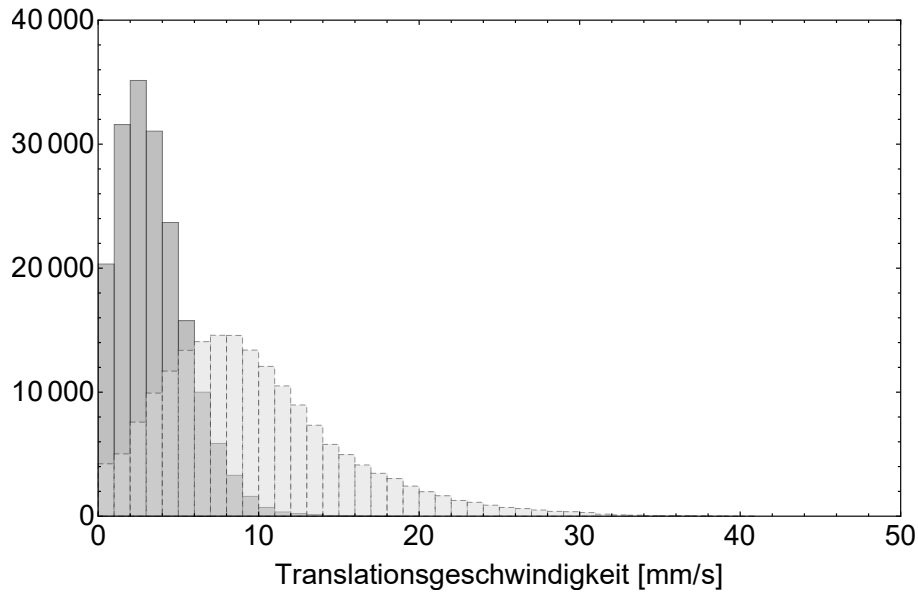


Abbildung 5.25: Verteilung der Translationsgeschwindigkeiten der Staubaggregate. Hellgrau-gestrichelt: Angeregter Fall. Dunkelgrau: nicht-angeregter Fall (Kelling et al., 2014).

Fall	$v_{T,\max}$ [mm s ⁻¹]	\bar{v}_T [mm s ⁻¹]
nicht-angereggt	18.38	3.42 ± 0.01
angereggt	40.43	9.59 ± 0.01

Tabelle 5.8: Maximalgeschwindigkeit $v_{T,\max}$ und mittlere Geschwindigkeit \bar{v}_T im nicht-angeregten und angeregten Fall der Translationsgeschwindigkeitsanalyse.

Kollisionsgeschwindigkeiten der Aggregate

Mit Hilfe der Schwerpunktskoordinaten aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen können die Kollisionsgeschwindigkeiten der Aggregate bestimmt werden. Die Bildprozessierung ermöglicht nicht nur die zeitliche Lokalisierung der einzelnen Aggregate, sondern auch die Bestimmung von Ort und Zeitpunkt einer Kollision zwischen zwei Aggregaten. Definiert wird der Kollisionszeitpunkt über die erste Pixelberührung am Rand zweier binarisierter Aggregate.

Analog zur Bestimmung der Translationsbewegung (Kap.5.4.3) werden die Re-

5.4 Staubaggregatlevitation mit dem Knudsen-Kompressor

lativabstände d_{rel} zwischen allen Aggregaten bestimmt und dem jeweiligen Kollisionszeitpunkt zugeordnet. Die Relativabstände zum Zeitpunkt $t = -15$ ms vor der Kollision bis zum Kollisionszeitpunkt $t = 0$ werden mit folgender linearer Funktion

$$d_{\text{rel}}(t) = v_{\text{Kol}} \cdot t + d_{\text{rel}}(t = 0), \quad (5.18)$$

gefittet, wobei v_{Kol} der Kollisionsgeschwindigkeit entspricht. Allen Kollisionen der Aufnahmesequenz im nicht-angeregten und angeregten Fall kann eine Kollisionsgeschwindigkeit zugeordnet werden. Die Kollisionsgeschwindigkeiten für beide Fälle sind in den Abbildungen 5.26 und 5.27 als Histogramm dargestellt. Negative Geschwindigkeiten entstehen durch sich voneinander entfernende Aggregate, die sich jedoch im Randbereich berühren und als Kollisionspartner identifiziert werden. Dies wird durch die Rotationsbewegung, die neben der translativen Bewegung der Aggregate vorhanden ist, verursacht. Durch den Herstellungsprozess der Aggregate entstehen zum Teil nicht zu verhindernde Unregelmäßigkeiten am Randbereich, an denen sich die Aggregate berühren können. In Tab.5.9 sind relevante Kollisionsparameter im nicht-angeregten und angeregten Fall aufgelistet.

Fall	\bar{v}_{Kol} [mm s ⁻¹]	$v_{\text{Kol,max}}$ [mm s ⁻¹]	$v_{\text{Kol,min}}$ [mm s ⁻¹]	Anzahl
(a)				
nicht-angereg	4.0	18.3	-2.4	348
angereg	7.4	28.5	-2.8	1515
(b)				
nicht-angereg	-	-	-	38.312
angereg	-	-	-	166.789

Tabelle 5.9: Relevante Parameter der Kollisionsanalyse des Aggregat-Ensembles für die Hochgeschwindigkeitssequenz (a) und die Langzeitaufnahme (b): Mittlere \bar{v}_{Kol} , maximale $v_{\text{Kol,max}}$ und minimale Kollisionsgeschwindigkeit $v_{\text{Kol,min}}$. Die Anzahl der Kollisionen in der Langzeitaufnahme wird aus der Hochgeschwindigkeitssequenz extrapoliert.

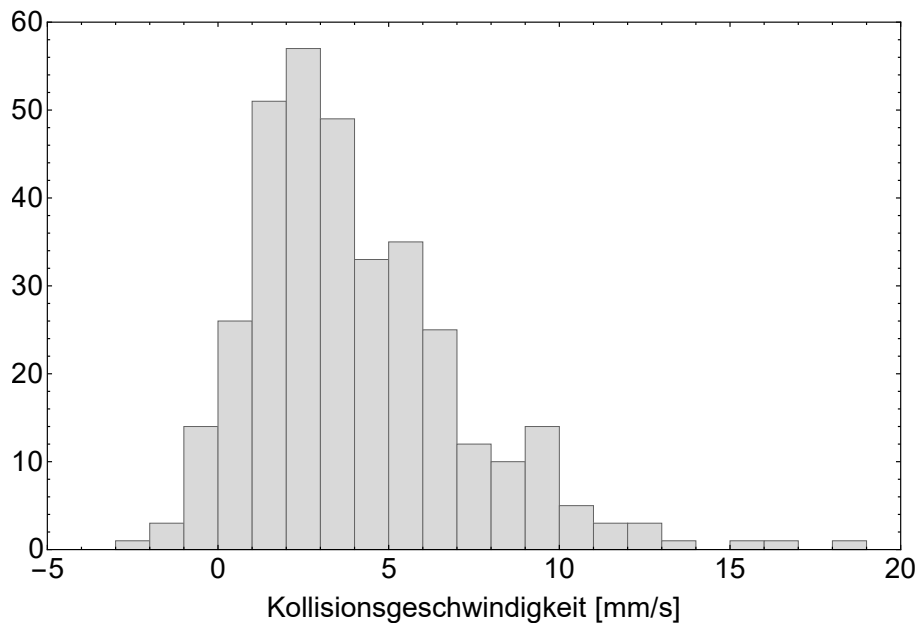


Abbildung 5.26: Verteilung der Kollisionsgeschwindigkeiten für den nicht-angeregten Fall. Bei registrierten negativen Geschwindigkeiten entfernen sich die Aggregate voneinander, kollidieren jedoch aufgrund ihrer nicht perfekt zylindrischen Form durch eine Rotationsbewegung (Kelling et al., 2014).

Kollisionsergebnisse

In einer ersten qualitativen Analyse des Ensembles wird beobachtet, dass alle Aggregate reibungsfrei in einer horizontalen Ebene miteinander interagieren können. Die Aggregate bewegen sich in beiden untersuchten Fällen mit einer Translationsgeschwindigkeit (Abb.5.25) und stoßen mit der bestimmten Kollisionsgeschwindigkeit zusammen (Abb.5.26 und Abb.5.27). Aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen kann ermittelt werden, ob es sich um eine haftende oder abprallende Kollision handelt.

Die Grenze zwischen einer haftenden und abprallenden Kollision wird durch zwei Zeitskalen bestimmt. Eine ist die rein mechanische Wechselwirkungszeit zwischen zwei Aggregaten, die voneinander abprallen. Diese wird wie folgt durch einen elastischen Prozess genähert. Mit dem Elastizitätsmodul E des Aggregats ist der

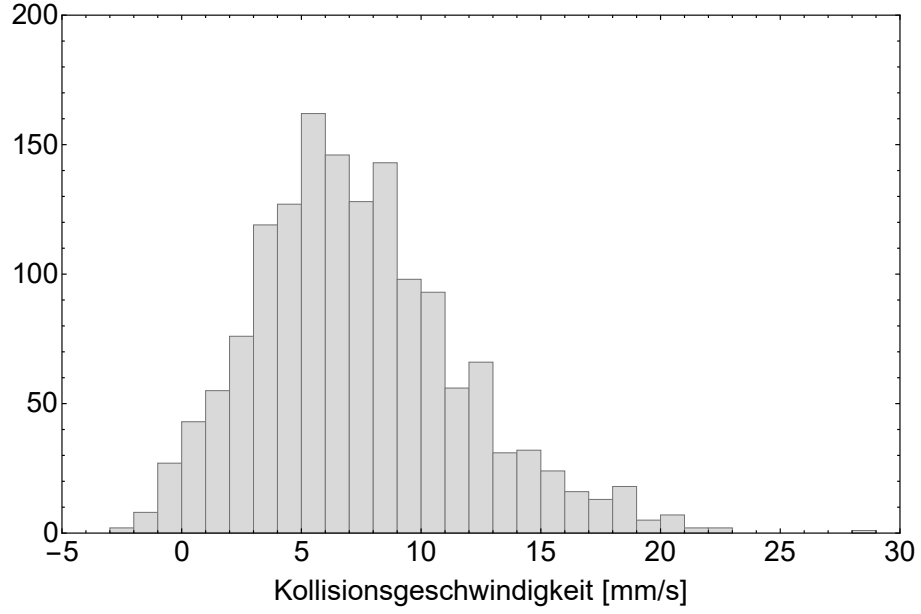


Abbildung 5.27: Verteilung der Kollisionsgeschwindigkeiten für den angeregten Fall. Bei registrierten negativen Geschwindigkeiten entfernen sich die Aggregate voneinander, kollidieren jedoch aufgrund ihrer nicht perfekt zylindrischen Form durch eine Rotationsbewegung (Kelling et al., 2014).

repulsive Druck p_R auf die Kontaktfläche A_R der Aggregate gegeben als

$$p_R = \frac{F_R}{A_R} = -E \frac{(\Delta d_{agg})}{d_{agg}}, \quad (5.19)$$

wobei d_{agg} der Durchmesser und (Δd_{agg}) die Durchmesseränderung des Aggregats ist. Die Kraft F_R auf die aufprallenden Aggregate mit der reduzierten Masse μ und Beschleunigung a ist

$$F_R = \mu a = \mu \frac{d^2(\Delta d_{agg})}{dt^2}. \quad (5.20)$$

Die Kombination von Gl.5.19 mit Gl.5.20 ergibt

$$\mu \frac{d^2(\Delta d_{agg})}{dt^2} = -\frac{E A_R}{\mu d_{agg}} (\Delta d_{agg}). \quad (5.21)$$

5.4 Staubaggregatlevitation mit dem Knudsen-Kompressor

Der in Gl.5.21 beschriebene harmonische Oszillator wird wie folgt gelöst:

$$(\Delta d_{\text{agg}}) = B \sin(\omega t) \quad (5.22)$$

$$\text{bzw. } \frac{d^2(\Delta d_{\text{agg}})}{dt^2} = -B \omega^2 \sin(\omega t), \quad (5.23)$$

wobei ω die Kreisfrequenz und B die Schwingungsamplitude ist. Durch Einsetzen von Gl.5.22 und Gl.5.23 in Gl.5.21 ergibt sich

$$\omega^2 = \frac{E A_R}{\mu d_{\text{agg}}}. \quad (5.24)$$

Die Wechselwirkungszeit t_b des elastischen Stoßes (*bouncing*) der Aggregate entspricht der halben Schwingungsperiode π

$$\omega \cdot t_b = \pi. \quad (5.25)$$

Mit Gl.5.24 folgt damit

$$t_b = \pi \left(\frac{E A_R}{\mu d_{\text{agg}}} \right)^{-1/2}. \quad (5.26)$$

Mit einem Elastizitätsmodul von $E \simeq 5 \times 10^6$ Pa bei einem Füllfaktor von 0.36 (Meisner et al., 2012), einer reduzierten Masse $\mu \simeq 10^{-7}$ kg, einem Aggregatdurchmesser $d_{\text{agg}} \simeq 1$ mm und einer abgeschätzten Kontaktfläche $A_R \simeq 10^{-8}$ m² ist die Wechselwirkungszeit einer abprallenden Kollision $t_b \simeq 0.1$ ms. Aus dieser Näherung folgt, dass alle Kollisionen, die über ein Zeitintervall von mehr als 0.1 ms in Kontakt bleiben, als haftend zu bezeichnen sind. Zwei aufeinanderfolgende Bilder der Aufnahme bilden mit 5 ms das kleinste Zeitintervall. Demnach können alle Kollisionen, die mindestens über zwei Bilder zu beobachten sind, als haftend betrachtet werden. Über Kollisionen, die ausschließlich in einem Bild zu beobachten sind, lässt sich keine Aussage treffen. Deutlich eingeschränkt wird diese Einteilung mit der zweiten Zeitskala.

Die zweite Zeitskala, die eine Kollision als abprallend oder haftend kategorisiert, wird durch das räumliche Auflösungsvermögen der Kamerabilder festgelegt. Bei einem Pixeldurchmesser der Einzelbilder von $s = 46$ μm ist das zeitliche Auflösungsvermögen durch die Zeit bestimmt, die die Aggregate benötigen, um eine

Strecke von 4 s (2 s für die Annäherung und 2 s für das Entfernen voneinander) zurückzulegen. Innerhalb dieses Zeitintervalls würde eine abprallende Kollision immer als Pixelkontakt interpretiert werden. Zur Bestimmung des Zeitintervalls werden die Geschwindigkeiten vor (entspricht der bestimmten Kollisionsgeschwindigkeit v_{Kol}) und nach dem registrierten Kontakt (v_{nach}) betrachtet. v_{nach} wird analog zu v_{Kol} über einen linearen Fit des Distanzprofils zweier interagierender Aggregate bestimmt. Mit dem Interaktionskoeffizienten $C_I = v_{\text{Kol}}/v_{\text{nach}}$ ist das zeitliche Auflösungslimit t_z festgelegt als

$$t_z = \frac{2\text{ s}}{v_{\text{Kol}}} + \frac{2\text{ s}}{C_I v_{\text{Kol}}}, \quad (5.27)$$

und wird für jede Kollision im Ensemble individuell berechnet. In Abb.5.28 und Abb.5.29 wird für alle Kollisionen der Quotient aus beobachteter Kontaktdauer und Auflösungslimit über die jeweilige Kollisionsgeschwindigkeit aufgetragen. Diese Auftragung soll veranschaulichen, über welche Kollisionen aus den experimentellen Beobachtungen eine Aussage getroffen werden kann.

Ein Quotient über eins bedeutet, dass ein beobachteter Kontakt zwischen zwei Aggregaten länger andauert als die maximale Zeit, die für eine abprallende Kollision nötig wäre. In diesem Fall lässt sich der Kontakt mit hoher Wahrscheinlichkeit als haftende Kollision klassifizieren. Werte unter eins geben keine Auskunft über das Ergebnis einer Kollision, da das Auflösungslimit zu niedrig ist. Die Klassifizierung als abprallende Kollision ist beschränkt, da im Ensemble auch Folgekollisionen mit anderen Aggregaten auf kurzen Zeitskalen unterhalb des Auflösungslimits stattfinden. An dieser Stelle sei zur Präzisierung vermerkt, dass der Interaktionskoeffizient C_I nicht als Restitutionskoeffizient einer isolierten Zwei-Aggregat-Kollision betrachten werden kann. Sekundärkollisionen auf zwei Aggregate einer haftenden Kollision können zu einem sehr hohen Restitutionskoeffizienten führen. Dieser würde dann fälschlicherweise auf eine abprallende Kollision der zwei Aggregate hindeuten. Das zuvor bestimmte zeitliche Auflösungsvermögen ist daher als unterstes Limit zur Klassifizierung haftender Kollisionen zu betrachten. Zur Senkung dieses Limits benötigt es eine höhere zeitliche als auch räumliche Auflösung in der Aufnahme und zudem eine gezielte Beobachtung isolierter Zwei-Aggregat-Kollisionen über einen längeren Zeitraum. Dieses wird in Folgeexperimenten mit

5.4 Staubaggregatlevitation mit dem Knudsen-Kompressor

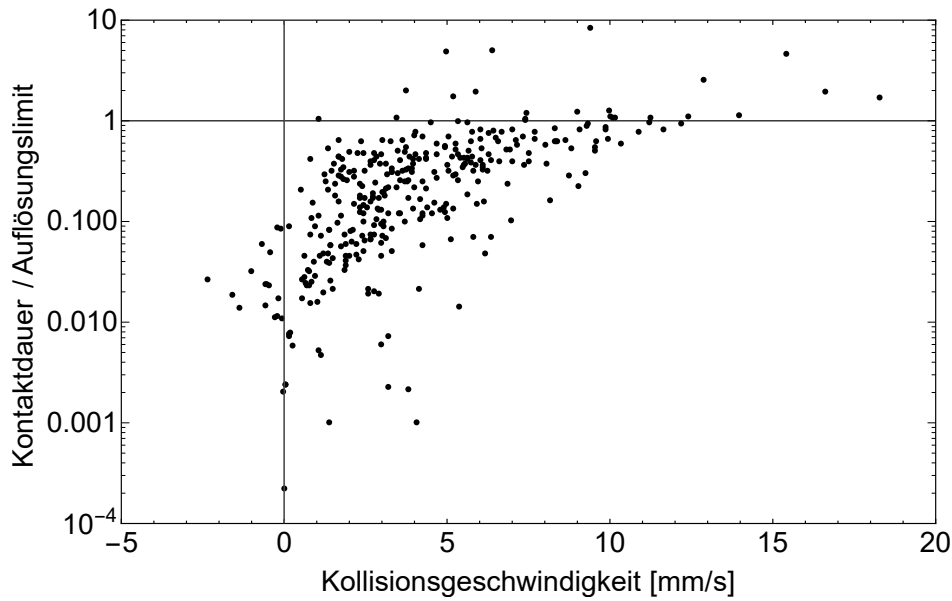


Abbildung 5.28: Relation zwischen beobachteter Kontaktdauer und zeitlichem Auflösungslimit über die Kollisionsgeschwindigkeit für den nicht angeregten Fall. Werte unter eins liegen unterhalb der zeitlichen Auflösung und können keiner haftenden oder abprallenden Kollision zugewiesen werden. Werte über eins zeigen eine haftende Kollision (Kelling et al., 2014).

ähnlichem Versuchsaufbau von Kruss et al. (2016) realisiert. Die Kollisionsklassifizierung der Zwei-Aggregat-Kollisionen des hier durchgeführten Experiments ist in Tab.5.10 dargestellt.

Fall	Kontaktdauer / Auflösungslimit			
	< 1 [%]	> 1 [%]	> 2 [%]	Maximalwert
nicht-angeregt	93.3	6.7	1.4	8
angeregt	76.4	23.6	5.8	79

Tabelle 5.10: Prozentuale Verteilung des Quotienten zwischen beobachteter Kontaktdauer und zeitlichem Auflösungslimit der Zwei-Aggregat-Kollisionen (siehe Abb.5.28 und Abb.5.29). Ein Wert über eins ist einer haftenden Kollision zuzuordnen. Werte unter 1 können nicht weiter klassifiziert werden.

Viele haftende Kollisionen (Quotient > 2 in Abb.5.28 und Abb.5.29) sind bereits

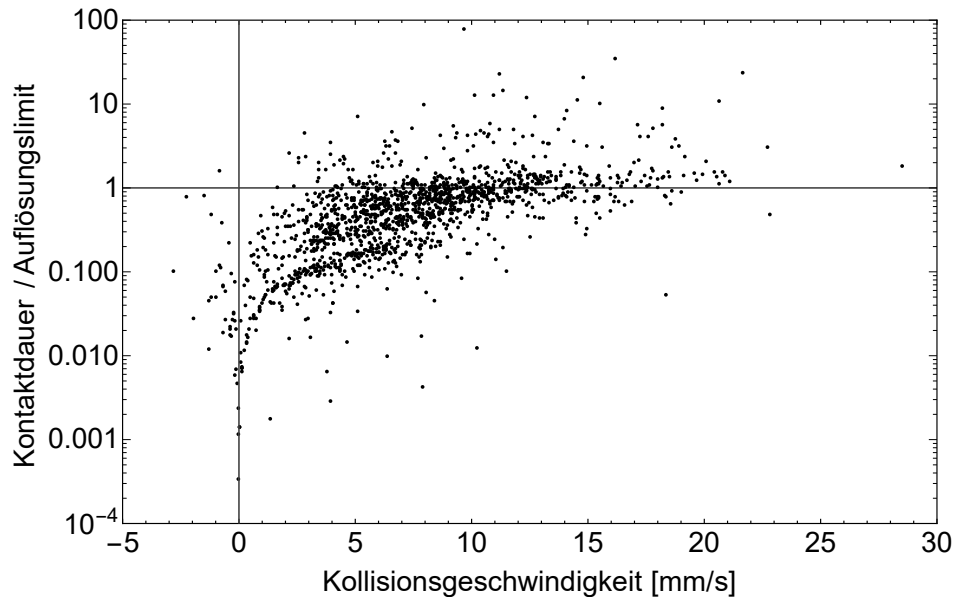


Abbildung 5.29: Relation zwischen beobachteter Kontaktdauer und zeitlichem Auflösungslimit über die Kollisionsgeschwindigkeit für den angeregten Fall. Werte unter eins liegen unterhalb der zeitlichen Auflösung und können keiner haftenden oder abprallenden Kollision zugewiesen werden. Werte über eins zeigen eine haftende Kollision (Kelling et al., 2014).

vor der eigentlichen Bildprozessierung der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen mit dem bloßen Auge zu beobachten. Ein deutliches Indiz ist eine gemeinsame Rotationsbewegung sich berührender Aggregate. Aufgrund der sehr hohen analytischen Komplexität ist jedoch keine quantitative Aussage über die Rotationsbewegungen möglich. Alle Kollisionen über dem zeitlichen Auflösungslimit (Quotient > 1) werden als haftende Kollisionen klassifiziert. Die absoluten Kontaktdauern dieser Kollisionen im interagierenden Aggregat-Ensemble werden im nicht-angeregten Fall in Abb.5.30 und im angeregten Fall in Abb.5.31 dargestellt.

Zeitliche Entwicklung des Ensembles

In den vorigen Kapiteln wurden ausschließlich Zwei-Aggregat-Kollisionen im Rahmen der experimentellen Grenzen betrachtet. Zentrales Ziel des Experiments ist jedoch die Untersuchung der Langzeitentwicklung des gesamten Aggregat-Ensembles.

5.4 Staubaggregatlevitation mit dem Knudsen-Kompressor

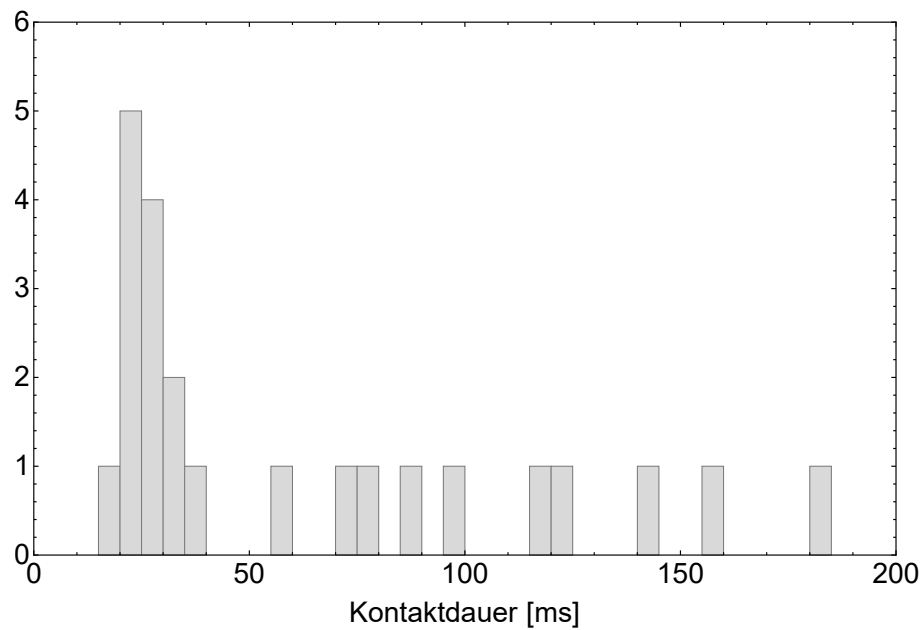


Abbildung 5.30: Verteilung der Kontaktdauern gewachsener Aggregate im nicht-angeregten Fall (Kelling et al., 2014).

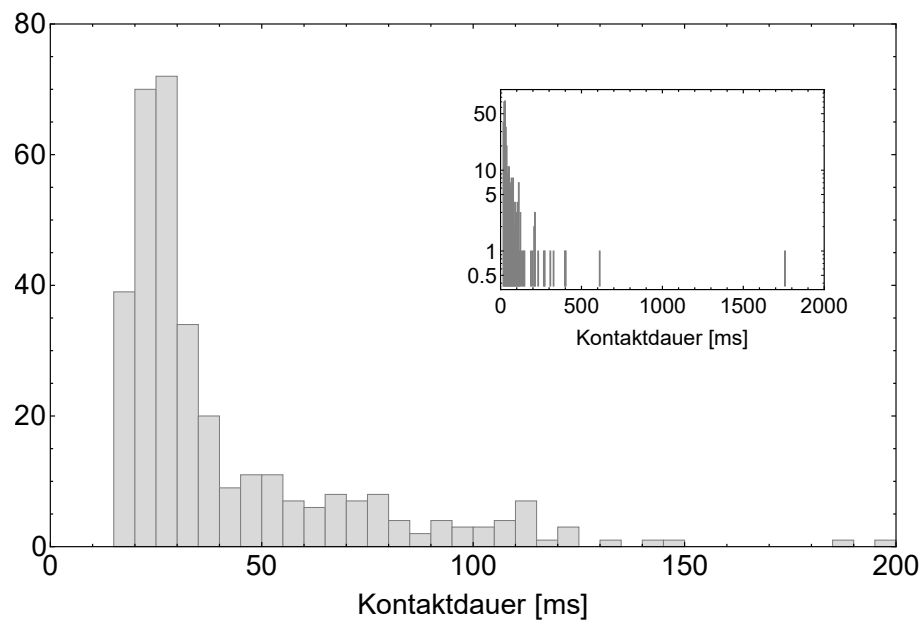


Abbildung 5.31: Verteilung der Kontaktdauern gewachsener Aggregate im angeregten Fall (Kelling et al., 2014).

5.4 Staubaggregatlevitation mit dem Knudsen-Kompressor

Dazu wird zusätzlich, wie bereits in Kap.5.4.2 beschrieben, das gesamte Ensemble in einer Bildsequenz 15 min im nicht-angeregten als auch im angeregten Fall beobachtet. Aus dem Bildmaterial der Aufnahmen lässt sich alle 3 s die Gesamtanzahl der Aggregate identifizieren. Vor der Levitation besteht das Ensemble im nicht-angeregten Fall aus 110, im angeregten Fall aus 111 einzelnen Aggregaten. Die Gesamtanzahl der levitierten Aggregate während der Hochgeschwindigkeitsaufnahme ist in Abb.5.32 und während der Langzeitaufnahme in Abb.5.33 dargestellt.

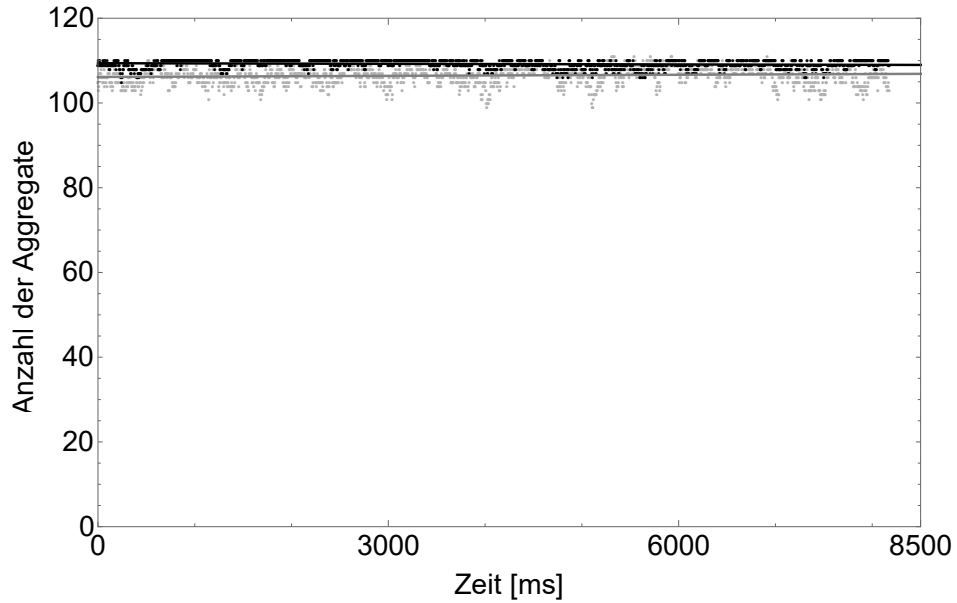


Abbildung 5.32: Gesamtanzahl der Aggregate während der Hochgeschwindigkeitsaufnahme. (dunkelgrau: nicht-angeregter Fall; hellgrau: angeregter Fall). Die Datensätze werden jeweils mit einer linearen Funktion gefittet (Kelling et al., 2014).

Zur Einordnung der Ergebnisse werden in Folge die Kräfte, die auf das einzelne Aggregat im Ensemble wirken können, abgeschätzt. Zum einen wirkt die Maximalkraft einer abprallenden Zwei-Aggregat-Kollision F_R . Diese ist mit Gl.5.19 gegeben und beträgt $F_{R_1} = 9 \times 10^{-6}$ N im nicht-angeregten und $F_{R_2} = 2 \times 10^{-5}$ N im angeregten Fall. Zum anderen wirkt eine Kraft durch die leicht konkav geformte Levitationsplattform. Die Restgravitation drückt zwei Aggregate durch den Höhenunterschied am Rand mit der Kraft F_{grav} gegeneinander. Diese Kraft beträgt maximal $F_{\text{grav}} = 4 \times 10^{-9}$ N (Kelling et al., 2014). F_R und F_{grav} sind Kräfte, die

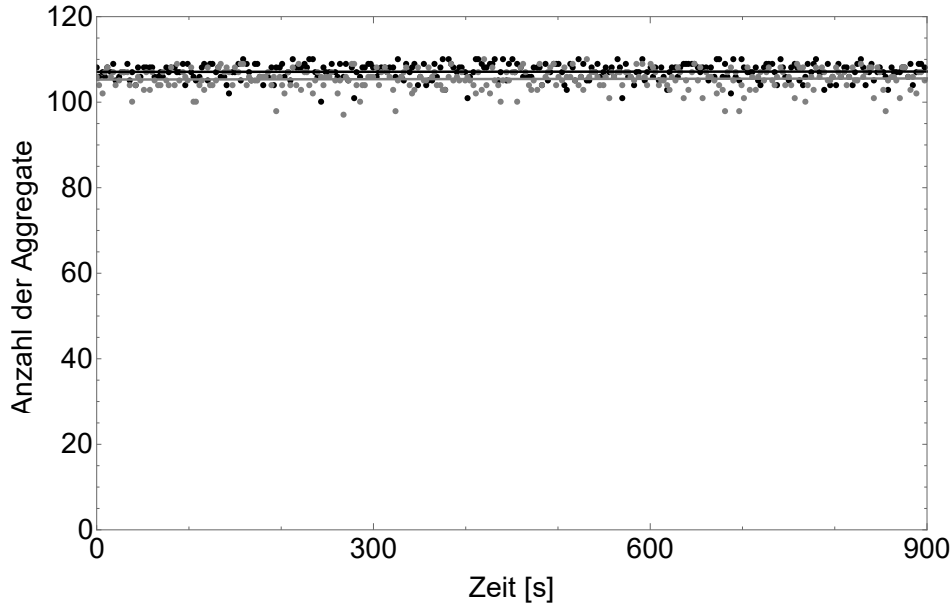


Abbildung 5.33: Gesamtanzahl der Aggregate während der Langzeitaufnahme. (dunkelgrau: nicht-angeregter Fall; hellgrau: angeregter Fall). Die Datensätze werden jeweils mit einer linearen Funktion gefittet (Kelling et al., 2014).

durch den physischen Kontakt der Aggregate wirken. Die dritte, kontaktlose Kraft auf ein Aggregat im Ensemble wird durch den Levitationsmechanismus der Aggregate selbst induziert. Der für die Levitation notwendige Knudsen-Kompressor erzeugt einen Gasstrom, der seitlich vom Aggregat weg gerichtet ist. Aggregate in unmittelbarer Nähe erfahren dadurch einen repulsiven Effekt und können ohne direkten Kontakt miteinander wechselwirken. Die durch den Gasfluss wirkende Kraft wird mit $F_{\text{Gas}} \simeq 8 \times 10^{-8} \text{ N}$ abgeschätzt (Kelling et al., 2014).

Eine weitere Analyse des Aggregat-Ensembles ergibt, dass die meisten gewachsenen Aggregate, bestehend aus zwei oder mehr Einzelaggregaten, ohne physischen Kontakt anderer Aggregate auseinanderbrechen. Für den nicht-angeregten Fall sind dies 95.7 %, für den angeregten Fall 81.5 %. Daraus resultiert, dass die Kraft F_{Gas} , die mindestens zwei Größenordnungen schwächer als F_{R} ist, ausreicht, um den Kontakt zwischen gewachsenen Aggregaten zu brechen. Demnach ist jede echte Kollision stark genug, um gewachsene Aggregate ebenfalls zu trennen.

Aus den Kollisionsergebnissen geht hervor, dass haftende Kollisionen zu beob-

5.4 Staubaggregatlevitation mit dem Knudsen-Kompressor

achten sind. Dies führt zu einer gewissen Anzahl gewachsener Aggregate im Ensemble. Letztendlich resultiert jedoch aus den Langzeitbeobachtungen, dass alle gewachsenen Aggregate wieder auseinanderbrechen und somit kein nachhaltiges Wachstum im Ensemble nach 15 min und mehr als 1000 Kollisionen pro Aggregat zu beobachten ist (siehe Abb.5.32 und Abb.5.33).

6 Fazit und Anwendung

6.1 Marsoberfläche

In Kap.5.2 zum granularen Knudsen-Kompressor wurden verschiedene Staubproben unterschiedlicher Körnung auf ihre Eigenschaften bezüglich des thermisch induzierten Gasflusses untersucht. Wird eine Seite der Staubprobe aufgeheizt, setzt ein konvektiver Gasfluss ein, der mit Hilfe physikalischer Gleichungen quantifiziert werden kann. Knudsen (1909) und Muntz et al. (2002) haben den Gasfluss in einzelnen, wohldefinierten Kapillaren bestimmt. Die hier vorgestellte Studie zeigt, dass ein einfaches Kapillarmodell gut zur Quantifizierung des Gasflusses geeignet ist. Staubproben mit sehr kleiner Körnung ermöglichen die Realisierung sehr großer Druckdifferenzen, wie am Quarz-Staub (SiO_2) zu erkennen ist. Größere Körnungen zeigen deutlich niedrigere Druckdifferenzen, generieren jedoch bei mbar-Umgebungsdruck höhere Gasflussraten. Letztendlich hängen Druckdifferenz und Gasfluss bei gleicher Körnung des Staubes entscheidend vom Umgebungsdruck ab.

Auf der Marsoberfläche ist der Umgebungsdruck konstant im mbar-Bereich. Das thermische Kriechen als auch der Knudsen-Kompressor können in dieser Umgebung auf natürliche Weise durch die bloße Sonneneinstrahlung induziert werden. Durch Sonneneinstrahlung verursachte Gasflüsse können das Anheben und Mitführen von Staubteilchen auf der Oberfläche fördern (de Beule et al., 2013). Fokus dieser Arbeit war die Einführung eines quantitativen Modells für granulare Körper, das die notwendigen Gasflüsse und Druckdifferenzen für Staubphänomene auf dem Mars bereitstellen kann.

Ältere experimentelle Laboruntersuchungen an Stauboberflächen zeigen auf, dass unter Marsbedingungen der Druckunterschied des Knudsen-Kompressors signifikant zur Levitation der Staubteilchen beiträgt (de Beule et al., 2015; Küpper und Wurm, 2015; Kuepper und Wurm, 2016). Druckunterschiede wurden in diesen Un-

tersuchungen bereits mit ähnlich modellierten Kapillarmodellen abgeschätzt. Die Ergebnisse dieser Arbeit unterstützen die vorigen Annahmen und setzen diese auf eine fundierte Basis.

In Zukunft können auch komplexere Oberflächengegebenheiten betrachtet werden. Ein realistisches Staubbett kann anteilig aus impermeablen Steinen, größeren Rissen und sehr feinem Staub bestehen. Mit Kenntnis des exakten Temperaturprofils und der Materialien erlaubt das Modell eine Berechnung der Gasgeschwindigkeiten, der Druckdifferenzen, aber auch des Potenzials zur Partikellevitation.

Es muss stets berücksichtigt werden, dass thermisches Kriechen ein ständig vorkommender, natürlicher Effekt im Marsboden ist und damit für einen regelmäßigen Gasaustausch zwischen Atmosphäre und Boden sorgt. Das hier entwickelte Modell des granularen Knudsen-Kompressors erlaubt die effektive Bestimmung des Gasflusses in einem beleuchteten Staubbett. Letztendlich sind trotz des komplexen Temperaturprofils und der unterschiedlichen Kapillardurchmesser in einer realen Staubprobe nur der mittlere Kornradius, die Oberflächentemperatur und die Tiefe der Probe entscheidend, um Gasflüsse und Druckdifferenzen zu bestimmen. Das hier präsentierte Modell zeigt, dass thermisch induzierter Gasfluss in einem Staubbett quantitativ beschrieben werden kann.

6.1.1 Δp -Effekt

In Kap.5.3 wurden Eruptionen auf Oberflächen von Staubproben verschiedener Länge durch einen Druckgradienten induziert. Vergleichbar wäre dies mit einem Staubeufel, der eine Druckdifferenz über eine Staubschicht auf dem Marsboden erzeugt und den Staub von der Oberfläche in einem Sog mitführt. Dieser Mechanismus zur Staubbewegung in Staubeufeln wurde einleitend als Δp -Effekt bezeichnet. Die experimentellen Ergebnisse in Kap.5.3.3 zeigen, dass Stauberuptionen auch bei niedrigem Umgebungsdruck möglich sind. Länge und Struktur der Probe haben dabei großen Einfluss auf den minimalen Druckgradienten, der zur Anhebung bzw. Eruption der Staubschichten nötig ist.

Aufgrund der im Experiment verwendeten Staubprobenlängen müssen absolute Druckdifferenzen von über 1300 Pa eingestellt werden. Die maximale durch den Δp -Effekt hervorgerufene Druckdifferenz auf dem Marsboden beträgt nur wenige

Pa. Um die Basalt-Staubschicht entgegen der Erdgravitation anzuheben, wird ein Druckgradient von $\sim 30 \text{ Pa mm}^{-1}$ benötigt. Daraus ergibt sich, dass die gesamte Druckdifferenz über eine $\sim 100 \text{ }\mu\text{m}$ tiefe Staubschicht abfallen muss. Mit dem experimentellen Basalt-Staub der Körnung bis zu $125 \text{ }\mu\text{m}$ lassen sich solche Schichtdicken nicht realisieren. Die hohe Permeabilität der Probe ist ein zusätzlicher Faktor, der Eruptionen erschwert. Bei $100 \text{ }\mu\text{m}$ Schichtdicke und einer berechneten Gasgeschwindigkeit durch den Staub von bis zu 0.04 ms^{-1} würde der Überdruck unterhalb der dünnen Staublage in 2.5 ms in tiefere Staubschichten entweichen. Ein Anheben solcher Schichtdicken würde nur dann funktionieren, wenn ein größeres Druckreservoir unterhalb der Schicht konstant durch Gasfluss aus tieferen Schichten aufgefüllt wird. Eine vergleichbare Umgebung mit nicht-kohäsivem Staub würde aufgrund der fehlenden Eigenstabilität im Marsboden nicht vorkommen. Es ist realistischer, dass die absolute Druckdifferenz über mehrere Staubschichten abfällt. In diesem Fall reicht der Druckgradient nicht mehr aus, um Staub entgegen der Gravitation anzuheben. Besteht der Marsboden zusätzlich aus grobkörnigem Material wie z.B. Sand mit einer sehr hohen Permeabilität, ist der Unterdruck zu gering und der Staubteufel kann kein Material vom Boden aufnehmen.

In äolisch aktiven Gebieten auf dem Mars könnten die Bedingung andere sein. Atmosphärischer, sehr feiner Staub in der Größenordnung von $1 \text{ }\mu\text{m}$ (Wolff et al., 2006) kann auf einer gröberen Sandschicht sedimentieren. Die Permeabilität über die Tiefe der Staubschichten würde sich demzufolge stark verändern, was einen großen Einfluss auf den Gasfluss durch den Staub hat. Im Allgemeinen ist die Permeabilität eines Körpers proportional zum Quadrat des Porendurchmessers (Koponen et al., 1997). Eine Schicht aus feinem $1 \text{ }\mu\text{m}$ Staub hätte demnach eine um den Faktor 10^4 geringere Permeabilität als der sich darunter befindende $100 \text{ }\mu\text{m}$ Staub. Der Gasfluss durch die feine Staubschicht ist in Relation zu den darunter liegenden Schichten vernachlässigbar klein. Der Druck unterhalb der feinen Staubschicht bleibt konstant, während die durch den Δp -Effekt verursachte Druckdifferenz fast ausschließlich über die obere Schicht abfällt. Die Druckdifferenz wäre dann ausreichend, um eine $100 \text{ }\mu\text{m}$ tiefe Schicht entgegen der Gravitation anzuheben. Diese Feststellung ist im Einklang mit den Erkenntnissen von Greeley et al. (2003) und Neakrase und Greeley (2010), dass Stäube kleiner Körnung leichter angehoben werden können als erwartet.

Eine große Erkenntnis der hier durchgeführten Studie ist es anhand der Struktur einer Staubprobe eine Aussage über die zum Anheben von Staub benötigte absolute Druckdifferenz treffen zu können. Das Zusammenspiel zwischen Staubtiefe, Körnung und Permeabilität beeinflusst maßgeblich die Fähigkeit zur Eruption von Staubteilchen. Die Experimente unterstützen die Idee der Stauberosion durch den Δp -Effekt in Staubteufeln auf der Marsoberfläche.

6.2 Protoplanetare Scheibe

In diesem Kapitel werden die gesammelten Ergebnisse aus Kap.5.4 zur Aggregatlevitation mit dem Knudsen-Kompressor auf die protoplanetare Scheibe angewandt. Das Experiment beinhaltet eine detaillierte Kollisionsanalyse als auch die Langzeitentwicklung des Aggregat-Ensembles für mm-große Staubaggregate. Die Existenz der *Bouncing Barrier* nach Zsom et al. (2010) kann mit den Ergebnissen dieses Experiment bestätigt werden.

Alle Aggregate können sich während der Levitation reibungsfrei bewegen und miteinander interagieren. Ein Kontakt mit der Oberfläche der Plattform kann nicht beobachtet werden. Anders als in der protoplanetaren Scheibe wirken im Laborexperiment zusätzliche Kräfte, wie der Gasfluss seitlich der Teilchen und die Gravitationskraft, auf die Aggregate. Letztendlich wird in Kap.5.4.3 gezeigt, dass diese Kräfte wesentlich schwächer sind als die, die während einer realen Zwei-Aggregat-Kollision wirken. Jede reale Kollision auf ein gewachsenes Aggregat ist demnach offensichtlich in der Lage, dieses auseinanderbrechen zu lassen.

Eine zusätzliche Parallele zur protoplanetaren Scheibe ist die zeitunabhängige Geschwindigkeitsverteilung des Aggregat-Ensembles. In der protoplanetaren Scheibe bleiben Kollisionsgeschwindigkeiten konstant, da Staubaggregate der untersuchten Größenordnung zwischen zwei Kollisionen wieder an das Gas koppeln und dessen Geschwindigkeit annehmen (Blum, 2004).

Jedes Aggregat kollidiert im angeregten Fall ca. 1500 Mal mit anderen Aggregaten, wächst jedoch im zeitlichen Verlauf nicht. Die entsprechende Zeitspanne in einer protoplanetaren Scheibe kann wie folgt mit dem *Minimum Mass Solar Nebulae Model* (MMSN-Modell) nach Hayashi et al. (1985) abgeschätzt werden:

Die Gasdichte in der protoplanetaren Scheibe in einer Entfernung von 1 AU

6.2 Protoplanetare Scheibe

zum Zentralstern beträgt $\rho_{\text{Gas}} \simeq 10^{-6} \text{ kg m}^{-3}$. Mit einem Gas-Staub-Verhältnis von 1/100 beträgt die Staubbichte $\rho_{\text{Staub}} \simeq 10^{-8} \text{ kg m}^{-3}$. Die gesamte Masse des Staubes befindet sich in den levitierten mm-Staubaggregaten. Die mittlere Masse eines Aggregats beträgt $m_{\text{agg}} = 2.13 \times 10^{-7} \text{ kg}$. Damit ergibt sich die Aggregatanzahldichte n zu

$$n = \frac{\rho_{\text{Staub}}}{m_{\text{agg}}} \simeq 10^{-2} \text{ m}^{-3}. \quad (6.1)$$

Die Zeitskala τ für eine Kollision beträgt

$$\tau = \frac{1}{n v \sigma_w} \simeq 3 \times 10^{10} \text{ s}, \quad (6.2)$$

wobei $\sigma_w \simeq 4 \times 10^{-6} \text{ m}^2$ der geometrische Wirkungsquerschnitt und $v \simeq 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$ die mittlere Geschwindigkeit der Aggregate ist.

Daraus ergibt sich, dass zwei mm-Staubaggregate im Mittel ca. alle 1000 Jahre unter den verwendeten Parametern stoßen. Im angeregten Fall des Experimentes werden über 1500 Kollisionen pro Aggregat beobachtet. Dies entspricht einem Zeitraum von über 10^6 Jahren in der protoplanetaren Scheibe (für einen spezifischen Ort mit einer bestimmten Dichte- und Geschwindigkeitsverteilung).

Wie in Kap.5.4.3 gezeigt wird, kann trotz beobachteter haftender Kollisionen kein nachhaltiges Wachstum im Aggregat-Ensemble registriert werden. In Relation zur maximalen Lebensdauer der protoplanetaren Scheibe von ca. 10^7 Jahren ist die *Bouncing Barrier* als langlebig zu betrachten und kann mit den in diesem Experiment benutzten Parametern bestätigt werden.

Es bestehen elementare Unterschiede zwischen der hier angewandten experimentellen Simulation und der protoplanetaren Scheibe. Die Aggregatwechselwirkungen sind anders als in der Scheibe auf zwei Dimensionen reduziert. Zusätzlich können Form, Füllfaktor und Geschwindigkeitsverteilung der Aggregate variieren und zu einer Veränderung der Haftwahrscheinlichkeit führen. Dies könnte sich wiederum auf die Entwicklung des Ensembles auswirken. Erweiterte Studien von Kruss et al. (2016) zeigen jedoch, dass selbst bei verschiedenen Aggregatgrößen und Formen in einem Ensemble kein stabiles Wachstum zu beobachten ist.

Literaturverzeichnis

- Abramoff, M. D., P. J. Magelhaes, und S. J. Ram (2004). Image processing with ImageJ. *Biophotonics Int* 11(7), 36–42.
- Armitage, P. J. (2010). *Astrophysics of Planet Formation*. Cambridge University Press (Cambridge).
- Balbus, S. A. und J. F. Hawley (1991, Juli). A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I - Linear analysis. II - Nonlinear evolution. *The Astrophysical Journal* 376, 214–233.
- Balme, M. und R. Greeley (2006). Dust devils on earth and mars. *Reviews of Geophysics* 44, 188–200.
- Balme, M. und A. Hagermann (2006). Particle lifting at the soil-air interface by atmospheric pressure excursions in dust devils. *Geophysical research letters* 33(19), 3–7.
- Blake, D. F., R. V. Morris, G. Kocurek, S. M. Morrison, R. T. Downs, D. Bish, D. W. Ming, K. S. Edgett, D. Rubin, W. Goetz, und et al. (2013, September). Curiosity at Gale Crater, Mars: Characterization and Analysis of the Rocknest Sand Shadow. *Science* 341, 1239505.
- Blum, J. (2004, Mai). Grain Growth and Coagulation. In A. N. Witt, G. C. Clayton, und B. T. Draine (Eds.), *Astrophysics of Dust*, Volume 309 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp. 369.
- Blum, J. und G. Wurm (2008). The Growth Mechanisms of Macroscopic Bodies in Protoplanetary Disks. *Annual Review of Astronomy & Astrophysics* 46, 21–56.

- Boss, A. P. (2008, August). Rapid formation of gas giants, ice giants and super-Earths. *Physica Scripta Volume T 130*(1), 014020.
- Bridges, N. T., F. Ayoub, J.-P. Avouac, S. Leprince, A. Lucas, und S. Mattson (2012, Mai). Earth-like sand fluxes on Mars. *Nature* 485, 339–342.
- Brown, R. L. und J. C. Richards (1970). *Essays on the Packing and Flow of Powders and Bulk Solids*. Pergamon Press Ltd. (Oxford).
- Bryson, K. L., V. Chevrier, D. W. G. Sears, und R. Ulrich (2008, August). Stability of ice on Mars and the water vapor diurnal cycle: Experimental study of the sublimation of ice through a fine-grained basaltic regolith. *Icarus* 196, 446–458.
- Christensen, P. R. und H. J. Moore (1992). *The Martian surface layer*, pp. 686–729.
- de Beule, C., G. Wurm, T. Kelling, M. Koester, und M. Kocifaj (2015, November). An insolation activated dust layer on Mars. *Icarus* 260, 23–28.
- de Beule, C., G. Wurm, T. Kelling, M. Küpper, T. Jankowski, und J. Teiser (2013). The martian soil as a planetary gas pump. *Nature Physics* 10(1), 17–20.
- Dutrey, A., D. Semenov, E. Chapillon, U. Gorti, S. Guilloteau, F. Hersant, M. Hogerheijde, M. Hughes, G. Meeus, H. Nomura, V. Piétu, C. Qi, und V. Wakelam (2014). Physical and Chemical Structure of Planet-Forming Disks Probed by Millimeter Observations and Modeling. *Protostars and Planets VI*, 317–338.
- Ellehoj, M. D., H. P. Gunnlaugsson, P. A. Taylor, H. Kahanpää, K. M. Bean, B. A. Cantor, B. T. Gheynani, L. Drube, D. Fisher, A.-M. Harri, C. Holstein-Rathlou, M. T. Lemmon, M. B. Madsen, M. C. Malin, J. Polkko, P. H. Smith, L. K. Tamppari, W. Weng, und J. Whiteway (2010). Convective vortices and dust devils at the phoenix mars mission landing site. *Journal of Geophysical Research: Planets* 115(E4), n/a–n/a. E00E16.
- Enoch, B., A. C. Cameron, D. R. Anderson, T. A. Lister, C. Hellier, P. F. L. Maxted, D. Queloz, B. Smalley, A. H. M. J. Triaud, R. G. West, D. J. A. Brown, M. Gillon, L. Hebb, M. Lendl, N. Parley, F. Pepe, D. Pollacco, D. Segransan,

- E. Simpson, R. A. Street, und S. Udry (2011, Januar). WASP-25b: a 0.6 M_J planet in the Southern hemisphere. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 410, 1631–1636.
- Goetz, W., W. T. Pike, S. F. Hviid, M. B. Madsen, R. V. Morris, M. H. Hecht, U. Staufer, K. Leer, H. Sykulka, E. Hemmig, J. Marshall, J. M. Morookian, D. Parrat, S. Vijendran, B. J. Bos, M. R. El Maarry, H. U. Keller, R. Kramm, W. J. Markiewicz, L. Drube, D. Blaney, R. E. Arvidson, J. F. Bell, R. Reynolds, P. H. Smith, P. Woida, R. Woida, und R. Tanner (2010, September). Correction to Microscopy analysis of soils at the Phoenix landing site, Mars: Classification of soil particles and description of their optical and magnetic properties. *Journal of Geophysical Research (Planets)* 115, E00E99.
- Goldreich, P. und W. R. Ward (1973). The Formation of Planetesimals. *The Astrophysical Journal* 183, 1051–1062.
- Greeley, R., M. R. Balme, J. D. Iversen, S. Metzger, R. Mickelson, J. Phoreman, und B. White (2003, Mai). Martian dust devils: Laboratory simulations of particle threshold. *Journal of Geophysical Research (Planets)* 108, 5041.
- Greeley, R., R. Leach, B. White, J. Iversen, und J. Pollack (1980). Threshold windspeeds for sand on mars: Wind tunnel simulations. *Geophysical Research Letters* 7, 121–124.
- Greeley, R., D. A. Waller, N. A. Cabrol, G. A. Landis, M. T. Lemmon, L. D. V. Neakrase, M. Pendleton Hoffer, S. D. Thompson, und P. L. Whelley (2010, September). Gusev Crater, Mars: Observations of three dust devil seasons. *Journal of Geophysical Research (Planets)* 115, E00F02.
- Güttler, C., J. Blum, A. Zsom, C. W. Ormel, und C. P. Dullemond (2010, April). The outcome of protoplanetary dust growth: pebbles, boulders, or planetesimals?. I. Mapping the zoo of laboratory collision experiments. *Astronomy & Astrophysics* 513, A56.
- Haghighipour, N. und A. P. Boss (2003, Dezember). On Gas Drag-Induced Rapid Migration of Solids in a Nonuniform Solar Nebula. *The Astrophysical Journal* 598, 1301–1311.

- Haisch, K. E., E. A. Lada, und C. J. Lada (2001). Disk Frequencies and Lifetimes in Young Clusters. *The Astrophysical Journal* 553, L153–L156.
- Han, Y. L. (2006). *Investigation of Micro/Meso-Scale Knudsen Compressors at Low Pressures*. Dissertation, University of Southern California Los Angeles, CA.
- Han, Y. L., E. Phillip Muntz, A. Alexeenko, und M. Young (2007). Experimental And Computational Studies Of Temperature Gradient–Driven Molecular Transport In Gas Flows Through Nano/Microscale Channels. *Nanoscale and microscale thermophysical engineering* 11(1-2), 151–175.
- Hayashi, C., K. Nakazawa, und Y. Nakagawa (1985). Formation of the solar system. In D. C. Black & M. S. Matthews (Ed.), *Protostars and Planets II*, pp. 1100–1153.
- Hettner, G. (1924). Zur theorie des radiometers. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* 27, 12–22.
- Hirschfelder, J. O., R. B. Bird, und C. F. Curtiss (1954). *Molecular Theory of Gases and Liquids*. Chapman & Hall.
- Hudson, T. L., O. Aharonson, N. Schorghofer, C. B. Farmer, M. H. Hecht, und N. T. Bridges (2007, Mai). Water vapor diffusion in Mars subsurface environments. *Journal of Geophysical Research (Planets)* 112, E05016.
- Jankowski, T., G. Wurm, T. Kelling, J. Teiser, W. Sabolo, P. J. Gutiérrez, und I. Bertini (2012, June). Crossing barriers in planetesimal formation: The growth of mm-dust aggregates with large constituent grains. *A&A* 542, A80.
- Johansen, A., H. Klahr, und T. Henning (2006, Januar). Graviturbulent Formation of Planetesimals. *The Astrophysical Journal* 636, 1121–1134.
- Johansen, A., A. Youdin, und M.-M. Mac Low (2009, October). Particle Clumping and Planetesimal Formation Depend Strongly on Metallicity. *The Astrophysical Journal Letters* 704, L75–L79.
- Kahanpää, H., C. Newman, J. Moores, M.-P. Zorzano, J. Martín-Torres, S. Navarro, A. Lepinette, B. Cantor, M. T. Lemmon, P. Valentín-Serrano, A. Ullán, und

- W. Schmidt (2016, August). Convective vortices and dust devils at the MSL landing site: Annual variability. *Journal of Geophysical Research (Planets)* 121, 1514–1549.
- Kelling, T. und G. Wurm (2009). Self-Sustained Levitation of Dust Aggregate Ensembles by Temperature-Gradient-Induced Overpressures. *Physical Review Letters* 103, 215502–1–215502–4.
- Kelling, T. und G. Wurm (2011). A Mechanism to Produce the Small Dust Observed in Protoplanetary Disks. *Astrophysical Journal* 733, 120–125.
- Kelling, T., G. Wurm, M. Kocifaj, J. Klačka, und D. Reiss (2011). Dust ejection from planetary bodies by temperature gradients: Laboratory experiments. *Icarus* 212, 935–940.
- Kelling, T., G. Wurm, und M. Köster (2014, March). Experimental Study on Bouncing Barriers in Protoplanetary Disks. *ApJ* 783, 111.
- Kieffer, H. H., B. M. Jakosky, und C. W. Snyder (1992). *The planet Mars - From antiquity to the present*, pp. 1–33.
- Knudsen, M. (1909). Thermischer Molekulardruck der Gase in Röhren and porösen Körpern. *Annalen der Physik* 336, 633–640.
- Kocifaj, M., J. Klačka, T. Kelling, und G. Wurm (2011). Radiative cooling within illuminated layers of dust on (pre-)planetary surfaces and its effect on dust ejection. *Icarus* 211, 832–838.
- Kocifaj, M., J. Klačka, G. Wurm, T. Kelling, und I. Kohút (2010). Dust ejection from (pre-)planetary bodies by temperature gradients: radiative and heat transfer. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 404, 1512–1518.
- Koester, M., T. Kelling, J. Teiser, und G. Wurm (2017, September). Gas flow within Martian soil: experiments on granular Knudsen compressors. *Astrophysics and Space Science* 362, 171.
- Koester, M. und G. Wurm (2017, October). Lifting particles in martian dust devils by pressure excursions. *Planetary and Space Science* 145, 9–13.

- Kok, J. F., E. J. R. Parteli, T. I. Michaels, und D. B. Karam (2012, October). The physics of wind-blown sand and dust. *Reports on Progress in Physics* 75(10), 106901.
- Koponen, A., M. Kataja, und J. Timonen (1997, September). Permeability and effective porosity of porous media. *Physical Review E* 56, 3319–3325.
- Kruss, M., T. Demirci, M. Koester, T. Kelling, und G. Wurm (2016, August). Failed Growth at the Bouncing Barrier in Planetesimal Formation. *ApJ* 827, 110.
- Kuepper, M. und G. Wurm (2016, August). Amplification of dust loading in Martian dust devils by self-shadowing. *Icarus* 274, 249–252.
- Küpper, M. und G. Wurm (2015, August). Thermal creep assisted dust lifting on Mars: Wind tunnel experiments for the entrainment threshold velocity. *Journal of Geophysical Research: Planets* 120.
- Lorenz, R. D. und D. Reiss (2015, Maerz). Solar panel clearing events, dust devil tracks, and in-situ vortex detections on Mars. *Icarus* 248, 162–164.
- Maxwell, J. (1879). On stresses in rarified gases arising from inequalities of temperature. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 170, 231–256.
- Meisner, T., G. Wurm, und J. Teiser (2012, August). Experiments on centimeter-sized dust aggregates and their implications for planetesimal formation. *Astronomy & Astrophysics* 544, A138.
- Meisner, T., G. Wurm, J. Teiser, und M. Schywek (2013, November). Preplanetary scavengers: Growing tall in dust collisions. *Astronomy & Astrophysics* 559, A123.
- Mellon, M. T., B. M. Jakosky, H. H. Kieffer, und P. R. Christensen (2000, Dezember). High-Resolution Thermal Inertia Mapping from the Mars Global Surveyor Thermal Emission Spectrometer. *Icarus* 148, 437–455.
- Melo, C., N. C. Santos, W. Gieren, G. Pietrzynski, M. T. Ruiz, S. G. Sousa, F. Bouchy, C. Lovis, M. Mayor, F. Pepe, D. Queloz, R. da Silva, und S. Udry

- (2007, Mai). A new Neptune-mass planet orbiting HD 219828. *Astronomy & Astrophysics* 467, 721–727.
- Merrison, J. P., H. P. Gunnlaugsson, P. Nørnberg, A. E. Jensen, und K. R. Rasmussen (2007, November). Determination of the wind induced detachment threshold for granular material on Mars using wind tunnel simulations. *Icarus* 191, 568–580.
- Meschede, D. (2002). *Gerthsen Physik* (21 ed.). Springer-Verlag (Heidelberg, Berlin).
- Muntz, E. P., Y. Sone, K. Aoki, S. Vargo, und M. Young (2002). Performance analysis and optimization considerations for a knudsen compressor in transitional flow. *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* 20, 214–224.
- Murphy, J. R. und S. Nelli (2002). Mars pathfinder convective vortices: Frequency of occurrence. *Geophysical Research Letters* 29(23), 18–1–18–4. 2103.
- Nakagawa, Y., M. Sekiya, und C. Hayashi (1986, September). Settling and growth of dust particles in a laminar phase of a low-mass solar nebula. *Icarus* 67, 375–390.
- Neakrase, L. D. V., M. R. Balme, F. Esposito, T. Kelling, M. Klose, J. F. Kok, B. Marticorena, J. Merrison, M. Patel, und G. Wurm (2016, April). Particle lifting processes in dust devils. *Space Sci. Rev.*
- Neakrase, L. D. V. und R. Greeley (2010, Maerz). Dust devil sediment flux on Earth and Mars: Laboratory simulations. *Icarus* 206, 306–318.
- Ostlie, D. und B. Carroll (2007). *An introduction to modern astrophysics*. Addison-Wesley.
- Otsu, N. (1979, Jan). A threshold selection method from gray-level histograms. *IEEE Transactions on Systems, Man, and Cybernetics* 9(1), 62–66.
- Paraskov, G. B., G. Wurm, und O. Krauss (2006). Eolian Erosion of Dusty Bodies in Protoplanetary Disks. *The Astrophysical Journal* 648, 1219–1227.

- Pollack, J. B., O. Hubickyj, P. Bodenheimer, J. J. Lissauer, M. Podolak, und Y. Greenzweig (1996, November). Formation of the Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas. *Icarus* 124, 62–85.
- Presley, M. A. und P. R. Christensen (1997). Thermal conductivity measurements of particulate materials. *Journal of Geophysical Research* 102, 6535–6549.
- Reiss, D., T. Kelling, D. Lüsebrink, H. Hiesinger, G. Wurm, und J. Teiser (2009, November). Observations of Dust Devils in very Low-Pressure Environments on Arsia Mons, Mars. In *Workshop on the Microstructure of the Martian Surface*, Volume 1505 of *LPI Contributions*, pp. 15–16.
- Reiss, D., L. Neakrase, L. Fenton, P. Whelley, T. Statella, M. Zimmerman, A. P. Rossi, und M. Balme (2016, April). Dust devil trails. *Space Sci. Rev.*
- Reynolds, O. (1876). On the forces caused by the communication of heat between a surface and a gas; and on a new photometer. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 166, 725–735.
- Ringrose, T. J., M. C. Towner, und J. C. Zarnecki (2003, Mai). Convective vortices on Mars: a reanalysis of Viking Lander 2 meteorological data, sols 1-60. *Icarus* 163, 78–87.
- Roerdink und Meijster (2000). The watershed transform: Definitions, algorithms and parallelization strategies. *FUNDINF: Fundamenta Informatica* 41.
- Rohatschek, H. (1995). Semi-empirical model of photophoretic forces for the entire range of pressures. *Journal of Aerosol Science* 26, 717 – 734.
- Ryan, J. A. und R. D. Lucich (1983, Dezember). Possible dust devils - Vortices on Mars. *Journal of Geophysical Research* 88, 11005–11011.
- Safronov, V. S. (1972). *Evolution of the protoplanetary cloud and formation of the earth and planets*.
- Sako, S., T. Yamashita, H. Kataza, T. Miyata, Y. K. Okamoto, M. Honda, T. Fujiyoshi, H. Terada, T. Kamazaki, Z. Jiang, T. Hanawa, und T. Onaka (2005,

- April). No high-mass protostars in the silhouette young stellar object M17-SO1. *Nature* 434, 995–998.
- Schorghofer, N. (2013). Subsurface air flow on mars. *Nature Physics* 10, 14–15.
- Sizemore, H. G. und M. T. Mellon (2008, October). Laboratory characterization of the structural properties controlling dynamical gas transport in Mars-analog soils. *Icarus* 197, 606–620.
- Smoluchowski, M. V. (1916). Drei Vorträge über Diffusion, Brownsche Bewegung und Koagulation von Kolloidteilchen. *Zeitschrift für Physik* 17, 557–585.
- Sone, Y. und E. Itakura (1990). Analysis of Poiseuille and thermal transpiration flows for arbitrary Knudsen numbers by a modified Knudsen number expansion method and their database. *Journal of the Vacuum Society of Japan* 33, 92–94.
- Stanzel, C., M. Patzold, D. Williams, P. Whelley, R. Greeley, und G. Neukum (2008). Dust devil speeds, directions of motion and general characteristics observed by the Mars Express high resolution stereo camera. *Icarus* 197, 39–51.
- Steakley, K. und J. Murphy (2016, November). A year of convective vortex activity at Gale crater. *Icarus* 278, 180–193.
- Steinpilz, T., J. Teiser, M. Koester, M. Schywek, und G. Wurm (2017, 06). Tracing thermal creep through granular media. *Microgravity Science and Technology* 29, 325–330.
- Stevens, A. H., M. R. Patel, und S. R. Lewis (2015, April). Numerical modelling of the transport of trace gases including methane in the subsurface of Mars. *Icarus* 250, 587–594.
- Tan, J. C., M. T. Beltrán, P. Caselli, F. Fontani, A. Fuente, M. R. Krumholz, C. F. McKee, und A. Stolte (2014). Massive Star Formation. *Protostars and Planets VI*, 149–172.
- Teiser, J., I. Engelhardt, und G. Wurm (2011, November). Porosities of Protoplanetary Dust Agglomerates from Collision Experiments. *The Astrophysical Journal* 742, 5.

- Testi, L., T. Birnstiel, L. Ricci, S. Andrews, J. Blum, J. Carpenter, C. Dominik, A. Isella, A. Natta, J. P. Williams, und D. J. Wilner (2014). Dust Evolution in Protoplanetary Disks. *Protostars and Planets VI*, 339–361.
- Vargo, S. E., E. P. Muntz, G. R. Shiflett, und W. C. Tang (1999, July). Knudsen compressor as a micro- and macroscale vacuum pump without moving parts or fluids. *Journal of Vacuum Science Technology* 17, 2308–2313.
- Verba, C. A., P. E. Geissler, T. N. Titus, und D. Waller (2010, September). Observations from the High Resolution Imaging Science Experiment (HiRISE): Martian dust devils in Gusev and Russell craters. *Journal of Geophysical Research (Planets)* 115, E09002.
- Weidenschilling, S. J. (1977). Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 180, 57–70.
- Weidenschilling, S. J. und J. N. Cuzzi (1993). Formation of planetesimals in the solar nebula. In E. H. Levy und J. I. Lunine (Eds.), *Protostars and Planets III*, pp. 1031–1060.
- Weidling, R., C. Güttler, J. Blum, und F. Brauer (2009, Mai). The Physics of Protoplanetary Dust Agglomerates. III. Compaction in Multiple Collisions. *The Astrophysical Journal* 696, 2036–2043.
- White, B. R., B. M. Lacchia, R. Greeley, und R. N. Leach (1997, November). Aeolian behavior of dust in a simulated Martian environment. *J. Geophys. Res.* 102, 25629–25640.
- Windmark, F., T. Birnstiel, C. Güttler, J. Blum, C. P. Dullemond, und T. Henning (2012, April). Planetesimal formation by sweep-up: how the bouncing barrier can be beneficial to growth. *Astronomy and Astrophysics* 540, A73.
- Wolff, M. J., M. D. Smith, R. T. Clancy, N. Spanovich, B. A. Whitney, M. T. Lemmon, J. L. Bandfield, D. Banfield, A. Ghosh, G. Landis, P. R. Christensen, J. F. Bell, und S. W. Squyres (2006, Dezember). Constraints on dust aerosols from the Mars Exploration Rovers using MGS overflights and Mini-TES. *Journal of Geophysical Research (Planets)* 111(10), E12S17.

- Wood, J. A. (2000). Pressure and Temperature Profiles in the Solar Nebula. *Space Science Reviews* 92, 87–93.
- Wurm, G. (2007). Light-induced disassembly of dusty bodies in inner protoplanetary discs: implications for the formation of planets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 380, 683–690.
- Wurm, G. und O. Krauss (2006). Dust Eruptions by Photophoresis and Solid State Greenhouse Effects. *Physical Review Letters* 96, 134301–+.
- Youdin, A. N. und E. I. Chiang (2004, Februar). Particle Pileups and Planetesimal Formation. *The Astrophysical Journal* 601, 1109–1119.
- Zsom, A., C. W. Ormel, C. Güttler, J. Blum, und C. P. Dullemond (2010). The outcome of protoplanetary dust growth: pebbles, boulders, or planetesimals? II. Introducing the bouncing barrier. *Astronomy and Astrophysics* 513, 56–72.

7 Danksagung

Vor allem möchte ich mich bei Prof. Dr. Gerhard Wurm und der Arbeitsgruppe für die stetige Hilfe und Motivation während und gerade zum Ende der Promotion bedanken.

Dr. Thorben Kelling danke ich für die intensive Unterstützung und den ständigen Rat in allen Fragen.

Ich bedanke mich bei allen Personen, die ich während der Zeit an der Uni kennenlernen durfte und mir hoffentlich lange in Erinnerung bleiben werden.

8 Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich diese Dissertation selbstständig verfasst habe. Dabei habe ich keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt. Alle wörtlich oder inhaltlich übernommenen Stellen wurden als solche gekennzeichnet. Die Dissertation habe ich nur in diesem Promotionsverfahren eingereicht und strebe damit den Doktorgrad Dr. rer. nat. an.

(Ort, Datum, Unterschrift)